

ISSN 1684-579X

Materials Sciences Transactions
Материаловедение

Научно-технический
и производственный
журнал

4 2008

тивностью, что приводит к изменению свойств полимерной матрицы на молекулярном и надмолекулярном уровнях. Это, соответственно, приводит к изменению межмолекулярного взаимодействия цепей матрицы и сегментальной подвижности.

Выводы

Таким образом, анализ спектров внутреннего трения в углеродосодержащих композитах на основе кристаллического политетрафторэтилена позволил установить мультиплетность процессов α -релаксации. Расщепление α -процесса релаксации в кристаллических наполненных полимерах, в частности на основе ПТФЭ, обусловлено сложностью надмолекулярной структуры матрицы, которая включает различные структурные элементы молекулярных цепей. Применение программы XPSPEAK в сочетании с данными по вязкоупругим свойствам позволяет не только установить факт мультиплетности релаксационных процессов, но и объяснить природу мультиплетных максимумов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pakula T., Pluta M., Kruszewsky M. // Polymery. 1978. V. 23. N 8–9. P. 282–292.
2. McCrum N. G. An internal friction study of polytetrafluoroethylene // J. Polymer Sci. 1959. V. 34. P. 355–369.
3. Перепечко И. И. Акустические методы исследования полимеров. М.: Химия. 1973. 295 с.
4. Кропотин О. В., Суриков В. И., Калистратова Л. Ф. Структура и вязкоупругие свойства армированного углеродным волокном политетрафторэтилена // Материаловедение. 1997. № 4. С. 19–21.
5. Суриков В. И. Повышение эксплуатационных свойств композитов на основе политетрафторэтилена путем структурной многоуровневой модификации // Дис. ... д-ра техн. наук. Омск. 2001. 363 с.
6. <http://www.phy.cuhk.edu.hk/~surface/XPSPEAK/>
7. Суриков В. И., Федорук В. А., Сичкарь Т. Г. и др. Об одном методе анализа релаксационных максимумов внутреннего трения в полимерных материалах // Пласт. массы. 1998. № 1. С. 39–40.
8. Макаров В. Н., Балашов Ю. С. Математическое описание максимумов внутреннего трения неорганических стекол в рамках линейной теории вязкоупругости // Физика и химия стекла. 1980. Т. 6. № 1. С. 74–80.
9. Бартев Г. М., Ломовской В. А., Карандашова Н. Ю. Спектры времен релаксации и особенности α -перехода в полиметилметакрилате // Высокомолекул. соед. Вып. Б. 1992. Т. 34. № 9. С. 46–55.
10. Суриков Вал. И., Кропотин О. В., Федорук В. А., Суриков Вад. И. Особенности α -релаксационного перехода в политетрафторэтилене и его композициях с углеродным волокном // Материаловедение. 2000. № 7. С. 2–4.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МАТЕРИАЛОВ И ПРОЦЕССОВ

УДК 621.763:004

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА МЕХАНИЧЕСКОГО СПЛАВЛЕНИЯ Часть IV. Особенности модели для планетарного активатора с квазицилиндрическим мелющим телом*

Е. В. ШЕЛЕХОВ, Т. А. СВИРИДОВА

МИСиС

Статья является продолжением серии статей, посвященных разработке физической модели механоактивации и механосинтеза в планетарной мельнице. В ней рассматривается мельница с квазицилиндрическим мелющим телом, описывается методика компьютерного расчета энергонапряженности, механических частот и нагрева квазицилиндра.

Геометрия квазицилиндрического мелющего тела и особенности его движения

Схема квазицилиндрического мелющего тела приведена на рис. 1. Поперечное сечение квазицилиндра можно охарактеризовать как фигуру, построенную на основе двух

правильных треугольников с общим центром и параллельными друг другу сторонами, длины которых равны a и $a + d\sqrt{3}$ (см. рис. 1). Из вершины большого треугольника во внешнюю сторону очерчиваются дуги окружностей малого радиуса R_2 и угловой длины $\pi/3 - 2\alpha$, тогда как из вершин малого треугольника во внутреннюю сторону очерчиваются дуги большого радиуса R_1 с углом раствора $\pi/3 + 2\alpha$. Указан-

* Части I, II, III статьи опубликованы в журналах "Материаловедение" № 9–12, 2007 г.; № 2, 3, 2008 г.

ные параметры связаны между собой соотношениями $2(R_1 - R_2) = d/\sin\alpha = a/\sin(\pi/6 - \alpha)$. Истинным квазицилиндром, любой поперечник которого постоянен и равен $R_1 + R_2$, данное мелющее тело становится лишь при слиянии двух опорных треугольников, т. е. при $d \rightarrow 0$ ($\alpha \rightarrow 0$). Если помимо $d \rightarrow 0$ выполняется также и $a \rightarrow 0$, то $R_1 \rightarrow R_2$ и квазицилиндр переходит в обычный цилиндр.

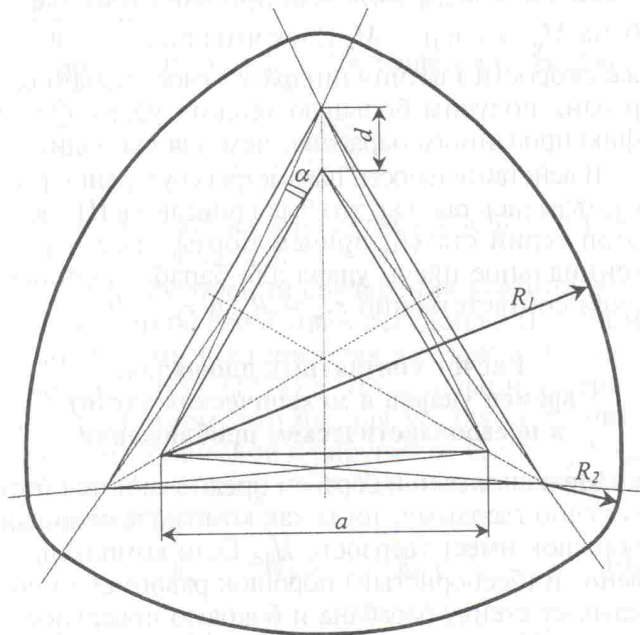


Рис. 1. Квазицилиндрическое мелющее тело

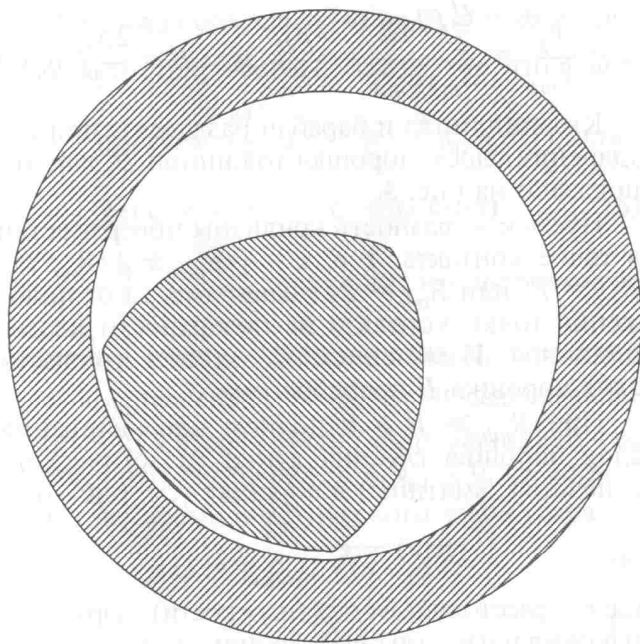


Рис. 2. Относительные размеры квазицилиндра и барабана

Для дальнейшего изложения понадобятся следующие величины (*mb* — *milling body*):

площадь поперечного сечения квазицилиндра

$$S_{mb} = \frac{\pi}{2} (R_1^2 + R_2^2) - \frac{a^2\sqrt{3}}{2} + 3\alpha(R_1^2 - R_2^2) - \frac{3}{2}ad;$$

периметр поперечного сечения квазицилиндра $P_{mb} = \pi(R_1 + R_2) + 6\alpha(R_1 - R_2)$;

суммарный периметр внутренней стенки барабана и поперечного сечения квазицилиндра

$$P = 2\pi R_{vi} + P_{mb};$$

масса квазицилиндра $M_{mb} = \rho_b S_{mb} L_{mb}$, где L_{mb} — высота (длина образующей) квазицилиндра; ρ_b — плотность материала квазицилиндра;

продольный момент инерции квазицилиндра относительно его центра масс $I_{mb} =$

$$= \frac{3}{2} \rho_b L_{mb} \int_0^{\pi/3} r^4(\varphi) d\varphi, \text{ где } r(\varphi) = \sqrt{R_1^2 - b^2 \sin^2 \varphi} -$$

$$- b \cos \varphi \text{ при } 0 \leq \varphi \leq \varphi_0, r(\varphi) = \sqrt{R_2^2 - B^2 \sin^2 \psi} + B \cos \psi \text{ при } \varphi_0 \leq \varphi \leq \pi/3, \text{ причем } \psi = \frac{\pi}{3} - \varphi,$$

$$b = \frac{a}{\sqrt{3}}, \quad B = b + d, \quad \varphi_0 = \arctg\left(\frac{R_1 \sin \gamma}{R_1 \cos \gamma - b}\right),$$

$$\gamma = \frac{\pi}{6} + \alpha;$$

масса и продольный момент инерции цилиндрического барабана $M_v = \pi \rho_v [L_{ve}(R_{ve}^2 - R_{vi}^2) + 2H_{edge} R_{vi}^2]$, $I_v = \frac{\pi}{2} \rho_v [L_{ve}(R_{ve}^4 - R_{vi}^4) + 2H_{edge} R_{vi}^4]$, где L_{ve} — наружная высота барабана; R_{ve} и R_{vi} — внешний и внутренний радиусы барабана; H_{edge} — толщина торцевых стенок (дна и крышки) барабана; ρ_v — плотность материала барабана.

Кинетика движения и столкновения мелющих тел произвольной формы в плоской модели планетарной мельницы была рассмотрена в III части данной серии статей. В случае квазицилиндра имеется одно единственное мелющее тело, высота которого $L_{mb} \approx L_{vi}$, где L_{vi} — внутренняя высота барабана ($L_{vi} = L_{ve} - 2H_{edge}$), при этом предположение о двухмерности модели является хорошо оправданным.

Движение малого по сравнению с барабаном квазицилиндра отличается от движения сход-

ного по размеру шара резко выраженной иррегулярностью и значительно большей диссипацией энергии ввиду неправильной формы квазицилиндра. Однако реально применяется крупный и тяжелый квазицилиндр, сопоставимый по размеру с барабаном (занимающий до половины объема барабана, как это показано на рис. 2). Из-за большого размера мелющего тела его центр тяжести нередко оказывается со стороны, противоположной вектору внешней центробежной силы, что приводит к упоминаемому ранее эффекту "левитации", или парению в невесомости.

В отличие от случая шаров, у квазицилиндра при его столкновениях со стенкой барабана появляется нормальное плечо удара r_{1n} , а тангенциальное плечо удара $r_{1\tau}$ становится переменным. Другое существенное отличие от случая столкновения отдельного шара со стенкой — соизмеримость масс и моментов инерции квазицилиндра и барабана, из-за чего результаты расчета зависят от того, считать ли барабан в момент удара фиксированным или свободным. В обоих случаях система координат привязана к барабану, т. е. до удара барабан в ней покоится. В первом случае барабан предполагается хорошо закрепленным в приводе, т. е. плотно зажатым между водилом и эпициклом, в результате чего его масса возрастает до массы всей мельницы (практически до бесконечности) и удар происходит "без отдачи". Во втором случае предполагается наличие микроскопических люфтов, которые за время удара $\sim 10^{-4}$ с не успевают полностью выбраться, т. е. квазицилиндр сталкивается со "свободно парящим" барабаном. В этом случае неподвижный до столкновения барабан после удара приобретает поступательную скорость своего центра масс и угловую скорость вращения относительно этого центра, а значит, и "энергию отдачи". Конечно, эта энергия спустя незначительное время, допустим $\sim 10^{-3}$ с, будет потеряна в приводе (т. е. соответствующая теплота выделится вне барабана) и барабан снова станет неподвижным. Тем не менее эффект отдачи смягчает удар и изменяет его параметры. Это можно проиллюстрировать на следующем простом примере. Если учитывать только поступательное движение центров масс квазицилиндра и барабана с относительной нормальной скоростью v , то кинетическая энергия системы барабан—квазицилиндр относительно общего цен-

тра масс этой системы равна $E = \frac{\mu}{2} v^2$, где μ — приведенная масса, т. е. $1/\mu = 1/M_{mb} + 1/M_v$, а значит $\mu < M_{mb}$. Если после удара относительная скорость $v' = -\eta_1 v$, где $\eta_1 = \sqrt{\eta}$ — коэффициент упругости лобового удара, то потеря энергии при ударе, или теплота удара $Q = -\Delta E = \frac{\mu}{2} v^2 (1 - \eta)$. В случае свободного барабана $\mu < M_{mb}$, тогда как при фиксации барабана $M_v \rightarrow \infty$ и $\mu = M_{mb}$, так что при одной и той же скорости квазицилиндра v относительно барабана получим большую теплоту удара Q для фиксированного барабана, чем для свободного.

В действительности параметры соударения рассчитывались так, как это было описано в III части этой серии статей, причем нормальное и тангенциальное плечи удара для барабана составляли соответственно $r_{2n} = R_{vi}$ и $r_{2\tau} = 0$.

Расчет контактных площадок, времен ударов и механических частот в псевдопластическом приближении

Мелющее тело и барабан предполагаются бесконечно твердыми, тогда как компактированный порошок имеет твердость H_v . Если компактированный (беспористый) порошок равномерно покрывает стенку барабана и боковую поверхность квазицилиндра слоем толщиной $H/2$, то отношение объемов порошка V_p и мелющего тела V_{mb}

$$\delta = \frac{V_p}{V_{mb}} = \frac{\frac{H}{2} P L_{mb}}{S_{mb} L_{mb}} = \frac{PH}{2S_{mb}} \text{ или } H = \frac{2S_{mb}}{P} \delta. \quad (1)$$

Квазицилиндр и барабан разделены при соударении слоем порошка толщиной H , как это показано на рис. 3.

Пусть κ — разность кривизны поверхностей в точке контакта, т. е. $\kappa = 1/R_{mb} - 1/R_{vi}$, где $R_{mb} = R_1$ или $R_{mb} = R_2$ в зависимости от положения точки контакта на поверхности квазицилиндра. Изменением R_{vi} за счет толщины слоя порошка H пренебрегаем.

При $R_{mb} \gg H$ и неполном продавливании слоя порошка глубина лунки (пластического отпечатка, вмятины) в порошке (см. рис. 3)

$$x(r) = x_p - \frac{r^2}{2} \kappa, \quad (2)$$

где r — расстояние от оси (плоскости) удара; x_p — максимальная глубина лунки в ее центре. Ширина прямоугольной пластической кон-

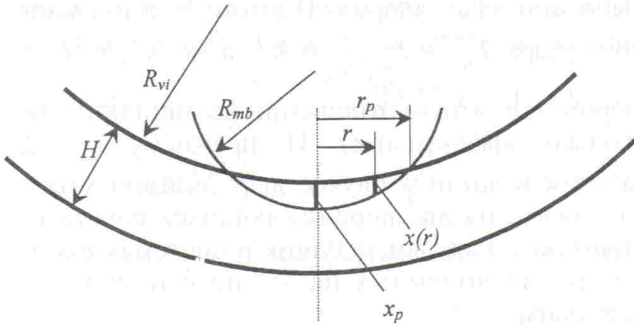


Рис. 3. Пластическая лунка, оставляемая квазицилиндром в слое порошка

Тактовой площадки $2r_p$ определяется из условия $x(r_p) = 0$, т. е.

$$r_p = \sqrt{\frac{2x_p}{\kappa}}. \quad (3)$$

При этом длина контактной площадки равна L_{mb} , а ее площадь $S_p = 2r_p L_{mb}$.

При рассмотрении соударения квазицилиндра со стенкой барабана в псевдопластическом приближении поступим так же, как и при получении формулы (78) в III части данной серии статей. Примем, что полная усадка складывается из пластической и упругой, т. е. $x = x_p + x_e$, где $x_p = (1 - \eta)x$, $x_e = \eta x$. Уравнение движения квазицилиндра

$$M_i^* \ddot{v}_n = -H_V S_p = -K_0 x^{1/2}, \quad (4)$$

где $K_0 = H_V \cdot 2L_{mb} \sqrt{\frac{2}{\kappa}} \eta_2$; $\eta_2 = \sqrt{1 - \eta}$; M_i^* — эффективная нормальная масса на i -й стадии удара. Домножая обе части (4) на $\dot{v}_n dt = dx$ и производя интегрирование с учетом того, что $\dot{v}_n dt = d\tilde{v}_n$, получим $\frac{M_i^*}{2} \Delta(\tilde{v}_n^2) = -\frac{2}{3} K_0 \Delta(x^{3/2})$, или

$$\tilde{v}_n^2(x) + K_i x^{3/2} = C_i = \text{const}(x), \quad (5)$$

где $K_i = \frac{4}{3} \frac{K_0}{M_i^*}$, т. е. левая часть (5) постоянна во время i -й стадии удара. Очевидно, при $x = 0$ $\tilde{v}_n = \tilde{v}_{n0}$, так что $C_i = \tilde{v}_{n0}^2$. Если удар одностадийный или вторая стадия удара начинается во время упругого отскока, т. е. $v_{n1} \leq 0$, то, согласно (5), во время пластического этапа удара

$$\tilde{v}_n(x) = \tilde{v}_{n0} \sqrt{1 - (x/x_0)^{3/2}}, \quad (6)$$

где $x_0 = (\tilde{v}_{n0}^2 / K_1)^{2/3}$ — максимальная усадка. (7)

Длительность пластического этапа удара

$$t_p = \int_0^{x_0} \frac{dx}{\tilde{v}_n(x)} = \frac{x_0}{\tilde{v}_{n0}} \int_0^1 \frac{dy}{\sqrt{1 - y^{3/2}}} = 1,724 \frac{x_0}{\tilde{v}_{n0}}. \quad (8)$$

С учетом (7), $t_p \sim \tilde{v}_{n0}^{1/3}$, т. е. зависимость времени пластического удара от скорости удара весьма слабая (в случае шаров эта зависимость вообще отсутствует). Заметим, что для рассмотренного выше случая справедливо соотношение

$$(1 - \eta) \frac{M_1^*}{2} \tilde{v}_{n0}^2 = H_V V_{hole}, \quad (9)$$

где $V_{hole} = L_{mb} \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2}{\kappa}} x_{p0}^{3/2}$ — объем пластической лунки; $x_{p0} = (1 - \eta)x_0$, т. е. часть $(1 - \eta)$ исходной "нормальной" кинетической энергии переходит в работу пластической деформации.

Рассмотрим такие двухстадийные удары, когда сжатие, а соответственно, и пластическая деформация продолжаются и на второй стадии удара, т. е. $\tilde{v}_{n1} > 0$. В этом случае на первой стадии удара имеем уравнение движения, аналогичное (6):

$$\tilde{v}_n(x) = \tilde{v}_{n0} \sqrt{1 - (x/x_{01})^{3/2}}, \quad (10)$$

где $x_{01} = (\tilde{v}_{n0}^2 / K_1)^{2/3}$. Однако заканчивается первая стадия при $x = x_1 < x_{01}$, причем

$$\tilde{v}_n(x_1) = \tilde{v}_{n1}. \text{ Отсюда } x_1 = \left(\frac{\tilde{v}_{n0}^2 - \tilde{v}_{n1}^2}{K_1} \right)^{2/3}. \text{ Оче-}$$

видно, что на второй стадии в (5) имеем $C_2 = \tilde{v}_{n1}^2 + K_2 x_1^{3/2}$, т. е. на этой стадии

$$\tilde{v}_n(x) = \tilde{v}_2 \sqrt{1 - (x/x_0)^{3/2}}, \quad (11)$$

где $\tilde{v}_2 = \sqrt{C_2}$; $x_0 = (\tilde{v}_2^2 / K_2)^{2/3}$. Введем функцию $f(y) = \int_0^y \frac{dx}{\sqrt{1 - x^{3/2}}}$, определенную на отрезке

$0 \leq y \leq 1$, причем $f(1) \approx 1,724$. Теперь время пластического этапа удара можно записать в виде

$$t_p = \int_0^{x_0} \frac{dx}{\tilde{v}_n(x)} = \frac{x_{01}}{\tilde{v}_{n0}} f(y_1) + \frac{x_0}{\tilde{v}_2} [1,724 - f(y_2)], \quad (12)$$

где $y_1 = x_1/x_{01}$; $y_2 = x_1/x_0$. При равенстве эффективных масс $M_1^* = M_2^*$ имеем $K_1 = K_2$, $C_1 = C_2$, $\tilde{v}_2 = \tilde{v}_{n0}$, $x_0 = x_{01}$ и (12) перейдет в (8).

Максимальный размер пластической контактной площадки при $x_p = x_{p0} = (1 - \eta)x_0$ равен

$$S_{p0} = 2L_{mb} \sqrt{\frac{2}{\kappa}} \eta_2 x_0^{1/2} \quad (13)$$

как при одно-, так и при двухстадийном ударе. В рамках псевдопластического подхода общая контактная площадка принимается равной пластической, т. е. $S_0 = S_{p0}$.

Для расчета контактного теплоотода желательно оценить полное время удара $t_0 = t_p + t_e$, где t_e — время упругого отскока. Во время отскока предполагается движение по закону $M^* \ddot{x} = -Kx$, где K — "жесткость упругой пружины", т. е. $\ddot{x} = -\omega^2 x$ при $\omega = \sqrt{\frac{K}{M^*}}$. При этом на этапе отскока $x = x_e$ (x_e — упругая усадка), а эффективную массу M^* мы в грубом приближении считаем неизменной во все время отскока, т. е. $M^* = M_1^*$ или $M^* = M_2^*$, в зависимости от числа стадий удара. Домножая обе части уравнения движения на $\dot{x} dt = dx$ и производя интегрирование с учетом $\ddot{x} dt = d\dot{x}$, получим $(\dot{x})^2 + \omega^2 x^2 = \text{const}$. При $t = 0$ имеем $x = x_{e0} = \eta x_0$ и $\dot{x} = 0$, тогда как при $t = t_e$ $x = 0$ и $\dot{x} = \tilde{v}_{n2}$, если удар двухстадийный (иначе $\dot{x} = \tilde{v}_{n1}$). Отсюда $\omega^2 = \tilde{v}_{n2}^2 / x_{e0}^2$, а значит

$$t_e = \frac{\pi}{2\omega} = \frac{\pi}{2} \frac{\eta x_0}{|\tilde{v}_{n2}|} \quad (14)$$

В грубом приближении x_0 определяется (7), а $|\tilde{v}_{n2}| \approx \eta_1 \tilde{v}_{n0}$, т. е. $t_e \sim \tilde{v}_{n0}^{-1/3}$, как и t_p , а значит, и полное время удара $t_0 \sim \tilde{v}_{n0}^{-1/3}$.

При ударе квазицилиндра о стенку контактная площадка неравноосна, так как $L_{mb} \gg 2r_p$. Вследствие этого трение будет мешать порошку растекаться вдоль образующей цилиндра (длиной L_{mb}), подобно тому как при прокатке материал растекается только поперек валков, но не вдоль них. Если ось y направить вдоль образующей цилиндра, тензор пластической деформации (с нулевым следом из-за сохранения объема) бу-

дет иметь вид $\begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\varepsilon \end{pmatrix}$, а не $\begin{pmatrix} \varepsilon/2 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon/2 & 0 \\ 0 & 0 & -\varepsilon \end{pmatrix}$, как

было при ударе шаров. Поэтому для нормального удара $\lambda_n^2 = 2 \sum_{i,j} \varepsilon_{ij}^2 = 4\varepsilon^2$, а не $3\varepsilon^2$, как для шаров (т. е. в этом отношении квазицилиндр несколько эффективнее). По-прежнему $\lambda_n = 2\varepsilon$, так как в данном случае деформацию можно разложить на два перемежающихся сдвига величиной ε каждый, идущих в системах скольжения, наклоненных на 45° по отношению к оси удара.

Распределение нормальной деформации по контактной площадке имеет вид $\varepsilon(r) = \frac{x(r)}{H} = \varepsilon_0 \left[1 - \left(\frac{r}{r_p} \right)^2 \right]$, где $\varepsilon_0 = \frac{x_{p0}}{H}$. Средние по контактной площадке величины

$$\langle \lambda_n \rangle = 2 \frac{1}{r_p} \int_0^{r_p} \varepsilon(r) dr = \frac{4}{3} \varepsilon_0; \quad (15)$$

$$\langle \lambda_n^2 \rangle = 4 \frac{1}{r_p} \int_0^{r_p} \varepsilon^2(r) dr = \frac{32}{15} \varepsilon_0^2.$$

Принимая также во внимание тангенциальную компоненту удара, приводящую к сдвигу

$\lambda_\tau = \frac{\hat{v}_\tau t_p}{H}$, где $\hat{v}_\tau = \min \left\{ \tilde{v}_\tau, \xi \frac{H}{\tau_v} \right\}$; ξ — коэффициент трения; τ_v — "вязкое время", получим выражения для механических частот в виде:

$$v_0 = \frac{\langle V_{cz} \rangle}{V_p} \dot{N};$$

$$v_1 = \frac{\left\langle V_{cz} \left(\frac{4}{3} x_{p0} + \hat{v}_\tau t_p \right) \right\rangle}{V_p H} \dot{N}; \quad (16)$$

$$v_2 = \frac{\left\langle V_{cz} \left(\frac{32}{15} x_{p0}^2 + \hat{v}_\tau^2 t_p^2 \right) \right\rangle}{V_p H^2} \dot{N},$$

где \dot{N} — частота ударов квазицилиндра о стенку; $V_{cz} = S_{p0} H$ — объем контактной зоны;

$V_p = \frac{H}{2} PL_{mb}$ — объем порошка.

Компьютерный расчет механических частот при моделировании проводился по формулам (16). В приближении одностадийного удара, однако, выражения (16) можно преобразовать к виду, явно показывающему связь частот со скоростями

соударений. Воспользуемся соотношениями (7), (8), (13) и (1). Кроме того, введем безразмерные параметры $\alpha = \left(\frac{3}{8\sqrt{2}}\right)^{1/3} = 0,642$; $\beta = 1,724\xi_1/\eta_2$,

где $\xi_1 = \sqrt{M_1^*/M_{mb}}$; $\gamma = P\left(\frac{\kappa}{S_{mb}}\right)^{1/3}$, а также

обозначим $\hat{v}_n = \xi_1\eta_2\tilde{v}_{n0}$. В результате получим

$$\varepsilon_0 = \frac{x_{p0}}{H} = \delta^{-1}\alpha^2\gamma\left(\frac{\hat{v}_n}{c_v}\right)^{4/3} \quad \text{и} \quad \frac{V_{cz}}{V_p} = 4\sqrt{2}\frac{\alpha}{\gamma} \times$$

$$\times \left(\frac{\hat{v}_n}{c_v}\right)^{2/3}, \quad \text{где} \quad c_v = \sqrt{\frac{H_V}{\rho_b}}. \quad \text{Теперь (16) можно}$$

переписать в виде:

$$v_0 = 4\sqrt{2}\frac{\alpha}{\gamma}\frac{\langle\hat{v}_n^{2/3}\rangle}{\hat{c}_v^{2/3}}\dot{N}; \tag{17}$$

$$v_1 = \delta^{-1}\frac{\langle\hat{v}_n^2\rangle + \frac{3}{4}\beta\langle\hat{v}_n\hat{v}_\tau\rangle}{c_v^2}\dot{N};$$

$$v_2 = \delta^{-2}\alpha^2\gamma\frac{\frac{4}{5}\langle\hat{v}_n^{10/3}\rangle + \frac{3}{8}\beta^2\langle\hat{v}_n^{4/3}\hat{v}_\tau^2\rangle}{c_v^{10/3}}\dot{N}.$$

Входящий в β параметр ξ_1 , учитывающий отличие эффективной нормальной приведенной массы от собственной массы квазицилиндра и меняющийся от удара к удару, вообще говоря, должен стоять в угловых скобках усреднения по ударам. Поскольку у мелющего тела два радиуса кривизны R_{mb} , т. е. два параметра κ , то усреднение скоростей в (17) производится раздельно для двух типов точек контакта, частота ударов \dot{N} тоже разделяется на две компоненты.

Формулы (17) весьма похожи на аналогичные выражения для случая шаровой загрузки (см. соотношения (28) в III части данной серии статей) с той разницей, что частота v_2 для квазицилиндрического мелющего тела домножается на $q = \left(\frac{\hat{v}_n}{c_v}\right)^{1/3}$, тогда как v_0 делится на q .

Зависимость частот от параметра δ та же, что и в случае шаров.

Одно из преимуществ тяжелого мелющего тела можно отметить сразу — это эффективное перемалывание более крупного порошка. Чтобы пластическая деформация при ударах охватывала всю частицу порошка целиком, а не

только ее поверхностные слои, требуется выполнение условия $V_{hole} \geq V_{particle}$, где $V_{particle}$ — объем частицы. Так как $M_1^* = \xi_1^2 M_{mb}$, $M_{mb} = \rho_b V_{mb}$, $(1 - \eta) = \eta_2^2$, то соотношение (9) можно переписать в виде

$$V_{hole} = \frac{1}{2}\left(\frac{\hat{v}_n}{c_v}\right)^2 V_{mb}. \tag{18}$$

При $V_{particle} \approx d^3$, $V_{mb} \approx D^3$, где d и D — характерные линейные размеры частицы порошка и мелющего тела, условие эффективного размолва $V_{hole} \geq V_{particle}$ примет вид

$$d \leq D\left(\frac{\hat{v}_n}{c_v}\right)^{2/3}, \tag{19}$$

т. е. крупное мелющее тело позволяет перемалывать более крупный порошок.

Теплоотвод от квазицилиндрического мелющего тела

Для квазицилиндра, как и для шаров, теплоотвод рассчитывался по трем каналам: контактному, радиационному и газовому. При этом применялись методы, аналогичные описанным в III части данной серии статей для случая шаровой загрузки. Расчет теплоотвода излучением здесь более прост и надежен, так как квазицилиндр, в отличие от скопления шаров, всегда имеет одну и ту же четко определенную площадь поверхности (учитывалась не только боковая поверхность, но и торцы квазицилиндра). Газовый теплоотвод в основном осуществлялся за счет участков поверхности квазицилиндра, имеющих большой радиус кривизны R_1 , особенно в случае $R_2 \rightarrow 0$, $R_1 \rightarrow R_{vi}$, когда эти участки на большой площади плотно прилегали к стенке. При $R_1 > R_{vi}$ газовый теплоотвод становился чрезвычайно слабым.

Как и в случае шаров, температура внутренней стенки барабана T_w рассчитывалась по формуле (34) из III части данной серии статей с той разницей, что высота модели теперь равна L_{mb} , а не диаметру шара, а значит

$$T_w = T_{water} + \frac{W}{2\pi L_{mb}\lambda_v} \ln \frac{R_{ve}}{R_{vi}},$$

где T_{water} — температура охлаждающей воды и наружной стенки барабана; λ_v — теплопроводность материала барабана; W — энергонапря-

женность, т. е. теплота, выделяемая при соударениях мелющего тела со стенкой барабана в единицу времени. При этом, как и раньше, считалось, что теплота удара поровну распределяется между мелющим телом и стенкой барабана, так как обе эти поверхности покрыты слоем одного и того же порошка, т. е. имеют одинаковые теплоемкость и теплопроводность. Поэтому в стационарном режиме (по окончании разогрева мелющего тела) суммарная теплопередача от квазицилиндра и газа к стенке барабана равна $W/2$, т. е. $I_{bw} + I_{bw}^{(rad)} + I_{gw} = W/2$, где I_{bw} и $I_{bw}^{(rad)}$ — контактный и радиационный тепловые потоки от мелющего тела к стенке; I_{gw} — тепловой поток от газовой атмосферы внутри барабана к стенке (b — body, w — wall, g — gas). При этом контактный теплоотвод $I_{bw} = K_0(T_b - T_w)$, где T_b — температура мелющего тела;

$K_0 = \dot{N} \sqrt{\frac{B_p}{\pi}} \langle S_0 \sqrt{t_0} \rangle$; \dot{N} — число соударений в единицу времени; $B_p = \lambda_p c_p$; λ_p и c_p — теплопроводность и объемная теплоемкость компактированного порошка; S_0 — контактная площадка (в данном случае максимальная пластическая контактная площадка S_{p0}); t_0 — время удара; угловые скобки — усреднение по ударам. Теплоотвод посредством излучения $I_{bw}^{(rad)} = K_{rad}(T_b^4 - T_w^4) = K_r(T_b - T_w)$, где $K_r = K_{rad}(T_b + T_w)(T_b^2 + T_w^2)$; T_b и T_w — абсолютные температуры; $K_{rad} = \beta^2 \sigma (2S_{mb} + P_{mb} L_{mb})$; β — степень черноты, т. е. близости к абсолютно черному телу поверхности порошка ($0 \leq \beta \leq 1$); $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4}$ — постоянная Стефана—Больцмана. Плотности тепловых потоков на границах квазицилиндр—газ и газ—стенка рассчитывали по формуле (45) III части серии статей, т. е.

$$j = \Delta T \sqrt{\frac{B}{\pi \tau}}, \quad (20)$$

где ΔT — перепад температур; $B = \lambda c_{vol}$; λ и c_{vol} — теплопроводность и объемная теплоемкость (при постоянном объеме) газа в барабане;

τ — период "принудительной конвекции", т. е. время очистки твердой поверхности от укутывающей ее "шубы" из горячего/холодного газа за счет соударений.

Ширина "газовой контактной площадки" r_g определялась из условия $\frac{\kappa}{2} r_g^2 = \sqrt{2D\tau}$, т. е.

$$r_g = \sqrt{\frac{2\sqrt{2D\tau}}{\kappa}}, \text{ где } D = \frac{\lambda}{c_{vol}}$$

— температуропроводность газа; $\kappa = 1/R_{mb} - 1/R_{vi}$. Отсюда площадь прямоугольной газовой контактной площадки $\sigma = 2r_g L_{mb}$. Поскольку у квазицилиндра два радиуса кривизны, т. е. R_{mb} принимает значения R_1 и R_2 , то двум значениям κ , или двум разным типам точек контакта квазицилиндра со стенкой отвечают газоподобные контактные площадки σ_1 и σ_2 , а также различающиеся между собой периоды очистки поверхности квазицилиндра τ_1 и τ_2 . Стенка барабана имеет свой собственный период очистки τ_w . Итак,

$$\sigma_i = 2L_{mb} \sqrt{\frac{2}{\kappa_i}} (2D\tau_i)^{1/4}. \quad (21)$$

Периоды очистки τ_i определялись из условия полной очистки соответствующей боковой поверхности квазицилиндра, т. е.

$$\sigma_i \dot{N}_i \tau_i = P_i L_{mb}, \quad (22)$$

где \dot{N}_1 и \dot{N}_2 — частоты соударений квазицилиндра со стенкой участками поверхности с радиусами кривизны R_1 и R_2 ($\dot{N}_1 + \dot{N}_2 = \dot{N}$); $P_1 = R_1(\pi + 6\alpha)$ и $P_2 = R_2(\pi - 6\alpha)$ — соответствующие участки периметра квазицилиндра ($P_1 + P_2 = P_{mb}$); α — угол, указанный на рис. 1. Подставляя (21) в (22), получим

$$\tau_i = \left[\frac{P_i}{\dot{N}_i 2(2D)^{1/4} \sqrt{\frac{2}{\kappa_i}}} \right]^{4/5}. \quad (23)$$

В свою очередь, подставляя (23) в (21), определяем σ_i . Период очистки стенки барабана τ_w находится из условия

$$\tau_w (\sigma_1 \dot{N}_1 + \sigma_2 \dot{N}_2) = 2\pi R_{vi} L_{mb}. \quad (24)$$

Теперь на основе (20) получим тепловые потоки от мелющего тела к газу и от газа к стенке:

$$I_{bg} = K_b(T_b - T_g);$$

$$K_b = L_{mb} \left(P_1 \sqrt{\frac{B}{\pi\tau_1}} + P_2 \sqrt{\frac{B}{\pi\tau_2}} \right);$$

$$I_{gw} = K_w(T_g - T_w); K_w = 2\pi R_{vi} L_{mb} \sqrt{\frac{B}{\pi\tau_w}},$$

где T_g — температура газа в барабане (вдали от квазицилиндра и стенки). Вычисление T_b и T_g производится методом итераций (см. формулу (51) в III части серии статей) при $W_0 = W/2$. По приводимой там же формуле (54) определяется время выхода на стационарный режим, т. е. время разогрева квазицилиндра до конечной температуры T_b .

Результаты расчета (сравнение с шаровой загрузкой мельницы)

Расчет проводился для мельницы "Гефест 11-3" с радиусом водила $R_p = 100$ мм и частотой вращения водила $\nu_p = 10$ с⁻¹. Параметры барабана и стального квазицилиндра (в мм): $R_{ve} = 60$, $R_{vi} = 40$, $L_{ve} = 100$, $H_{edge} = 20$, $R_1 = 39,5$, $R_2 = 2$, $a = 25$, $L_{mb} = 50$. Предполагался помол в воздушной атмосфере при температуре охлаждающей воды 6 °С и альбедо компактированного порошка — 0,7 (степень черноты 0,3). Имитировалась механообработка алюминиевого сплава с двумя значениями твердости $H_V = 2,5$ и 0,5 ГПа. При этом задавалось отношение объемов порошка и квазицилиндра $\delta = \delta_{qc} = 0,1$ (отношение масс ~0,03).

Результаты расчета механических частот и температуры

H_V , ГПа	Вид загрузки		ν_0 , с ⁻¹	ν_1 , с ⁻¹	ν_2 , с ⁻¹	T_{body} , °С
2,5	Квазицилиндр	Подвижный барабан	0,440	0,0369	0,00401	127
		Неподвижный барабан	0,405	0,0438	0,00595	136
	Шары	$D_b = 4$ мм	2,080	0,0445	0,00117	285
		$D_b = 8$ мм	1,056	0,0364	0,00136	328
$D_b = 16$ мм		0,487	0,0298	0,00164	370	
0,5	Квазицилиндр	Подвижный барабан	0,749	0,185	0,0595	52
		Неподвижный барабан	0,688	0,214	0,0854	55
	Шары	$D_b = 4$ мм	4,671	0,225	0,0131	146
		$D_b = 8$ мм	2,340	0,180	0,0150	159
		$D_b = 16$ мм	1,096	0,148	0,0182	172

При сопоставлении эффективности помола квазицилиндрическим мелющим телом со случаем шаровой загрузки предполагалось, что количество порошка в барабане в обоих случаях одинаково, т. е. для компьютерной симуляции в случае шаров задавали параметр $\delta_b = \delta_{qc} \frac{6}{\pi} \frac{S_{mb}}{D_b^2 N_b}$,

где D_b — диаметр шаров; N_b — количество шаров в пределах одного шарового слоя. Последнее соотношение можно также переписать в

виде $\delta_b = \delta_{qc} \frac{\eta_{qc}}{\eta_b} \frac{3\sqrt{3}}{\pi}$, где η_{qc} и η_b — коэффициенты

заполнения барабана квазицилиндром и шарами. Количество шаров N_b и их диаметр D_b варьировались, при этом оказалось, что максимальные значения механических частот в случае шаровой загрузки достигаются при $\eta_b = 0,44$, т. е. коэффициенте заполнения барабана шарами 44 %. Результаты расчета для шаров приведены именно при таком заполнении.

В случае шаров для большего соответствия квазицилиндрической модели также использовалось псевдопластическое приближение с добавлением времени упругого отскока при контактах, а не упругопластическое приближение. Расчеты проводились при значениях коэффициента упругости лобового удара $\eta = 0,25$ и коэффициента трения $\xi = 0,9$. "Вязкое время" предполагалось равным $\tau_v = 10^{-5}$ с. Результаты приведены в таблице.

Как видно из таблицы, квазицилиндр хотя и уступает мелким шарам ($D_p = 4$ мм) по механической частоте ν_0 в 5—7 раз, но находится на одном уровне с ними по частоте ν_1 и превосходит шары в 4—6 раз по частоте ν_2 . Связано это с тем, что в случае шаров удары частые и слабые, тогда как в случае квазицилиндра — редкие, но мощные. Напомним, что именно частоты ν_1 и ν_2 определяют кинетику превращений и при контроле процесса частотой ν_2 применение квазицилиндра предпочтительнее.

Видимо, отчасти большая эффективность квазицилиндра объясняется тем, что при одинаковом с шарами коэффициенте заполнения барабана квазицилиндр имеет вдвое большую плотность, так как между шарами имеются пустоты, особенно при послойном заполнении барабана шарами, как это предполагается в нашей модели для шаров. Соответственно, и суммарная масса мелющих тел в случае ква-

зицилиндра оказывается вдвое большей, а энергонапряженность пропорциональна этой массе.

Кроме того, достоинством квазицилиндра является более низкая температура мелющего тела T_{body} , если в случае мелких шаров не применять специальные ухищрения — гелиевую атмосферу и повышенное давление в барабане. Квазицилиндр к атмосфере в барабане нечувствителен, так как из-за малой удельной поверхности практически весь теплоотвод от него — контактный.

Стоит особо отметить, что в случае квазицилиндра ниже не только фоновая температура мелющего тела T_{body} , но и локальный разогрев контактных зон, так как одно-единственное горячее мелющее тело всегда сталкивается с холодной стенкой барабана. В этом случае одновременно с дополнительным разогревом (в ре-

зультате выделения теплоты удара) "горячего полуслоя" порошка, налипшего на квазицилиндр, происходит и его охлаждение из-за отвода теплоты к холодной стенке, причем в среднем оба процесса уравнивают друг друга. По данным К. Б. Герасимова и др.*; локальный разогрев для фазовых превращений в барабане имеет не меньшее значение, чем фоновая температура. Видимо, квазицилиндр в качестве мелющего тела может быть рекомендован, если целью обработки в высокоэнергетической мельнице является получение аморфного состояния, термический распад которого должен быть исключен.

* Герасимов К. Б., Гусев А. А., Колпаков В. В., Иванов Е. Ю. Измерение фоновой температуры при механическом сплавлении в планетарных центробежных мельницах // Сибирский химический журнал. 1991. Вып. 3. С. 140—145.

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА МАТЕРИАЛОВ

УДК 620.22:678.686

ГРАДИЕНТНЫЕ ПОЛИМЕРНЫЕ МАТЕРИАЛЫ НА ОСНОВЕ ЭПОКСИДНЫХ ОЛИГОМЕРОВ. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МИКРОТВЕРДОСТИ И ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕКЛОВАНИЯ ПО СЕЧЕНИЮ*

К. А. АНДРИАНОВА, Л. М. АМИРОВА, С. А. ЕРЫШЕВА, И. Н. СИДОРОВ

Казанский государственный технический университет им. А. Н. Туполева
(e-mail: tina_a@mail.ru)

Исследовано распределение микротвердости и температуры стеклования по сечению градиентных полимеров, полученных на основе ограниченно совместимых эпоксидных олигомеров. Проведено сравнение экспериментально определенных данных по микротвердости и температуре стеклования с расчетными данными, полученными на основании смесевой модели. Показано влияние термообработки на изученные характеристики.

Введение

Градиентными называются такие материалы, состав которых плавно изменяется в пределах образца [1]. Изменение состава и структуры обуславливает неоднородное распре-

деление свойств в градиентном материале: оптических, механических, термомеханических и других. Знание распределения этих характеристик является принципиальным при дальнейшей эксплуатации создаваемых материалов. Градиент свойств, обусловленный изменением состава, делает указанные материалы отличными в своем поведении от гомогенных и традиционных композиционных материалов. В то же время градиентные материалы являются слож-

* Работа выполнена при финансовой поддержке совместной программы фонда CRDF и Минобразования и науки РФ "Фундаментальное образование и высшая школа" (BRNE, REC-007, грант Y2-E-07-07).