ВЫСОКОМОЛЕКУЛЯРНЫЕ СОЕДИНЕНИЯ

Том (А) XXVI 1984 № 12

УДК 541.64:539.3

ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАЗРУШЕНИЯ УЛЬТРАТОНКИХ ВОЛОКОН В ЭКСТРУДАТАХ СМЕСЕЙ ПОЛИМЕРОВ

Цебренко М. В., Данилова Г. П.

Проведено обобщение известных из литературы теоретических и экспериментальных исследований по закономерностям разрушения жидких струй в ньютоновских и неньютоновских системах. Проанализированы экспериментальные данные по разрушению ультратонких полиоксиметиленовых волокон в экструдатах смесей полиоксиметилен – сополимер этилена и винилацетата. Показано, что длина волны возмущения, вызывающего разрушение, для вязкоупругих систем больше, чем для ньютоновских. Ультратонкие полиоксиметиленовые волокна в матрице сополимера этилена и винилацетата максимально нестабильны при соотношении вязкостей, близком к единице. Вязкоупругие свойства среды оказывают большее влияние на стабильность струй, чем вязкоупругие свойства дисперсной фазы.

Вопросам получения ультратонких синтетических волокон (микроволокон) при течении расплавов смесей полимеров уделяют большое внимание в работах советских и зарубежных исследователей [1 – 10]. Предложен и подтвержден механизм их образования [4], изучено влияние параметров деформирования расплавов смесей на волокнообразование [3 – 6, 9], установлены особенности свойств и структуры микроволокон [7]. Однако закономерности разрушения таких волокон при течении, а также в условиях эксплуатации изделий из смесей полимеров практически не исследованы.

Цель данной работы – обобщение выполненных нами и известных из литературы теоретических и экспериментальных исследований по закономерностям разрушения жидких струй в ньютоновских и неньютоновских системах, в частности в расплавах смесей полимеров, при течении которых один компонент образует в другом микроволокна.

Когда дисперсия жидких капель подвергается течению, напряжения, возникающие в дисперсионной среде, стремятся деформировать и ориентировать каплю. Согласно теории Тейлора [11], сила, вызывающая деформацию,– это разность давлений внутри и снаружи капли $\Delta P_{\dot\gamma}$. Для куэттовского потока эта разность давлений выражается как

$$\Delta P_{\dot\gamma}=4\dot\gamma\eta_2\left(\frac{19K+16}{16K+16}\right)\sin 2\varphi,$$

где $\dot\gamma$ – скорость сдвига; η_2 – вязкость дисперсионной среды; K – соотношение вязкостей фазы капли η_1 и среды η_2; φ – угол, характеризующий ориентацию капли в направлении течения.

При малом градиенте скорости капля принимает форму эллипсоида вращения, при больших $\dot\gamma$ превращается в жидкий цилиндр (струю). Кроме силы $\Delta P_{\dot\gamma}$, создаваемой потоком и стремящейся деформировать каплю, на нее действует сила, создаваемая межфазным натяжением ΔP_σ, определяющаяся по уравнению Лапласа: $\Delta P_\sigma=2\sigma/r$, где σ – межфазное натяжение, r – радиус недеформированной капли.

В условиях равновесия сил деформация D капли определяется по формуле

$$D=\frac{\dot\gamma r\eta_2}{\sigma}\cdot\frac{19K+16}{16K+16}$$

Таким образом, согласно теории Тэйлора, деформация капли, находящейся в другой текущей среде, зависит от двух параметров: от соотношения вязкостей $K=\eta_1/\eta_2$ фазы капли и среды и от отношения произведения местного напряжения сдвига и радиуса r капли к межфазному натяжению (т. е. от числа Вебера)

$$We=\eta_2\dot{\gamma}r/\sigma$$

Тэйлор [11] постулировал, что разрушение капли происходит, когда силы поверхностного натяжения, стремящиеся удержать каплю сферической, не могут больше уравновешиваться вязкими силами, стремящимися разорвать ее. Так как разрушение будет иметь место только тогда, когда сферическая капля удлинена достаточно, чтобы образовать эллипсоид или

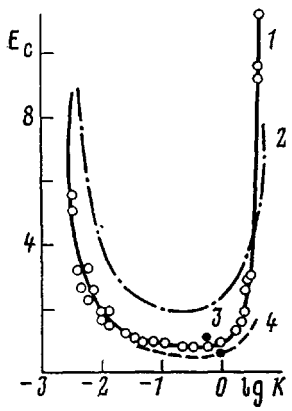

Рис. 1

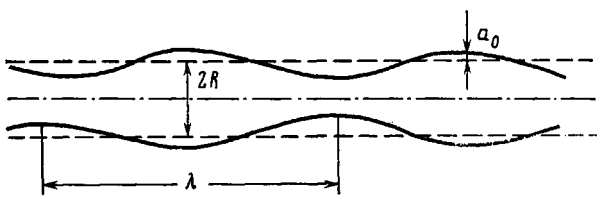

Рис. 2

Рис. 1. Зависимость критической величины деформации капли от соотношения вязкостей фазы капли и среды в однородном сдвиговом потоке по данным Тавгака (*1*), Карама и Беллингера (*2*), Тэйлора (*3*) и Торза [26] (*4*)

Рис. 2. Схематическое изображение жидкого цилиндра, подвергнутого действию капиллярной волны

нитеподобный жидкий цилиндр, переменные K, We, контролирующие степень деформации, должны также контролировать критические условия разрушения. По Тэйлору, деформация E_c капли при разрушении (критическая величина деформации) равна 0,5 и вычисляется по формуле

$$E_c=(L-B)/(L+B),$$

где L и B — длины большой и малой осей деформированной капли.

Впоследствии были выполнены теоретические и экспериментальные исследования разрушения жидкого цилиндра в установившемся продольном или сдвиговом течении, в переходном режиме и в покоящейся жидкости, т. е. после остановки потока [12—25]. Однако большая часть этих работ относится к эмульсиям капель ньютоновской жидкости в другой ньютоновской жидкости. Хан [26] провел обобщение экспериментальных данных ряда авторов по разрушению ньютоновских капель, находящихся в другой ньютоновской жидкости, подвергнутой однородному сдвиговому течению. Результаты этого обобщения представлены на рис. 1 в виде зависимости критической деформации E_c от отношения вязкостей фаз. Кривые E_c-K проходят через минимум в диапазоне соотношения вязкостей 0,1—1,0. Вне границ этого диапазона величина вязких сил, необходимых для разрушения капли, очень быстро растет. Таким образом, при очень низких или очень высоких значениях K капля стабильна в однородном сдвиговом потоке. Данные других работ [14, 16, 17] подтверждают сделанные Ханом обобщения. Так, Рамшейдт и Мейсон [14] указывают, что капли ньютоновской жидкости деформировались и разрушались в куэттовском потоке в диапазоне $K=10^{-2}-2$. При бóльших значениях K разрушения капель не происходит: по мере увеличения $\dot{\gamma}$ эллипсоидаль-

ные капли достигают предельной деформации и располагаются своими большими осями вдоль направления течения. Торза и Кокс [16] теоретически показали, что капли ньютоновской жидкости не разрушаются при $K>3$. Карам и Беллингер [17] наблюдали разрушение деформированных капель в диапазоне отношения вязкостей $0{,}005 \leqslant K \leqslant 3{,}0$.

В работе [16] теоретически и экспериментально установили, что капли не разрушаются при $K>3$. Авторы работы [14] описали четыре типа разрушения капель ньютоновских жидкостей в зависимости от величины K. Если дисперсная фаза низковязкая $K<0{,}2$, то при критической величине $\dot{\gamma}$ капля становится S-образной и от ее концов отрываются очень маленькие капельки. С повышением вязкости фазы капли $K>0{,}2$ деформированная капля разрушается по центру с образованием двух больших капель и трех капель-спутников. При $K<2$ капля вытягивается в цилиндр большой длины и в конце концов распадается на множество мелких капель. При $K>2$ происходит деформация и ориентация капли вдоль потока без разрушения даже при $\dot{\gamma}$ до 40 $с^{-1}$.

Известно, что жидкий цилиндр (струя) термодинамически неустойчив из-за невыгодного отношения поверхности к объему. Авторы работы [27] отмечают, что при достижении отношения длины l цилиндра к его диаметру $d_ц$, равного 4,5, боковая поверхность цилиндра становится равной поверхности двух шаров с суммарным объемом таким же, как у исходного цилиндра. Дальнейшее увеличение длины цилиндра энергетически невыгодно, и он под действием сил поверхностного натяжения распадается на капли. Таким образом, жидкая струя с $l/d_ц>4{,}5$ является неравновесной кинетической системой, распад которой определяется локальными условиями течения, реологическими и межповерхностными свойствами смешанных жидкостей.

Торза с соавт. [16] на примере ньютоновских систем, а также Хан и Фунатсу [28] для вязкоупругих жидкостей установили, что разрушение капель определяется не только соотношением вязкостей фаз, но и скоростью роста $\dot{\gamma}$ во времени t, т. е. величиной $d\dot{\gamma}/dt$. При этом они же и авторы других работ отмечали, что перед разрушением жидкий цилиндр становится варикозным (рис. 2): на нем появляются периодические утолщения и утонения. Оба эти фактора (зависимость условий разрушения от $d\dot{\gamma}/dt$ и варикозность струи) дают основание полагать, что разрушение капли определяется гидродинамическими возмущениями, которые могут возникать от изменения скорости сдвига. Возможны и другие причины возникновения варикозности (капиллярной волны): флуктуации плотности, вязкости, вибрации аппаратуры [27]. Поэтому по своей природе разрушение жидкой струи — переходное явление. Любая теоретическая попытка понять это явление лучше требует решения уравнений движения для неустановившегося течения. Томотика [18, 19], опираясь на классические работы Рэлея, Вебера, выполнил анализ гидродинамической стабильности, объяснив экспериментальные наблюдения Тэйлора. В работах Рэлея и Томотики [18, 19, 24] рассматривается разрушение жидкого цилиндра в покоящейся жидкости с учетом сложности процесса разрушения струи в потоке. Согласно их представлениям, причиной нестабильности жидкого цилиндра является возникновение на его поверхности возмущений волнового характера (рис. 2). Разрушение вызывает то возмущение, амплитуда которого растет с максимальной скоростью. Допускается, что возмущение симметрично относительно оси цилиндра, периодично в направлении оси и его амплитуда a растет во времени экспоненциально

$$a=a_0 \exp(qt)$$

Здесь a_0 — начальная амплитуда возмущения; q — коэффициент нестабильности, являющийся сложной функцией волнового числа $x=2\pi R/\lambda$, соотношения вязкостей K фаз

$$q=\frac{\sigma}{2\eta_1 R}F(x, K)$$

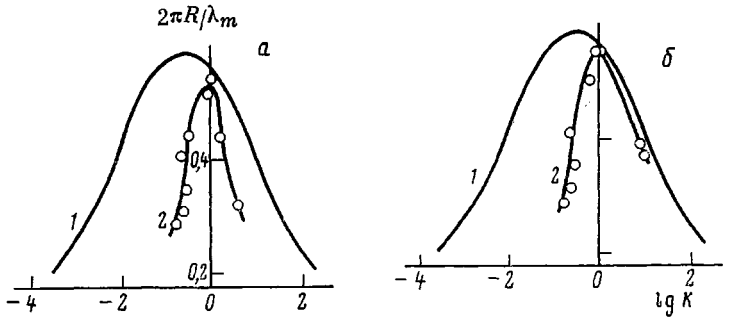

Рис. 3. Зависимость волнового числа $x=2\pi R/\lambda_m$ от соотношения вязкостей фаз капли и дисперсионной среды: *1* — кривая Томотики, *2* — экспериментальная кривая для расплава смеси ПОМ: сополимер этилена с винилацетатом (СЭВА) при $\eta_{СЭВА}$=const (*а*) и $\eta_{ПОМ}$=const (*б*)

Здесь R — радиус исходного жидкого цилиндра, λ — длина волны возмущения.

Из множества возмущений, действующих на жидкий цилиндр, развитие получают только те из них, для которых $\lambda>2\pi R$. Колебания с меньшей длиной волны гасятся силами поверхностного натяжения. Струя разрушается, когда амплитуда возмущения становится равной радиусу струи [13]. Это достигается за время $t_в$, называемое временем жизни жидкого цилиндра или временем распада

$$t_в=(1/q)\ \ln\ (R/a_0)$$

Для приближенной оценки времени жизни струи Папковым и Хираи [29, 30] было предложено простое эмпирическое выражение

$$t_в=\eta_1 R/\sigma$$

Так как варикозность увеличивает поверхность цилиндра, а следовательно, и его поверхностную энергию, то разрушение является результатом стремления системы к уменьшению свободной поверхностной энергии. Радиус образовавшихся капель связан с длиной волны λ_m разрушающего возмущения соотношением

$$r_к=(3R^2\lambda_m/4)^{1/3} \qquad (1)$$

Согласно теории Томотики [18, 19], зависимость волнового числа возмущения, приводящего к разрушению, от lg K выражается кривой с максимумом в области K=0,28 (рис. 3, кривая 1). Такая закономерность свидетельствует о том, что для каждого K=const характерна определенная длина волны, при возникновении которой жидкий цилиндр максимально нестабилен. Также видно, что стабильность цилиндра резко возрастает как при очень малых, так и при очень больших значениях K. Поскольку размер образовавшихся капель определяется длиной разрушающей волны, зависимость $r_к$ от lg K характеризуется кривой с минимумом в области K=0,28.

Разрушение жидкого цилиндра в потоке характеризуется рядом особенностей, и, безусловно, этот процесс более сложный, чем в покоящейся жидкости. Эти особенности заключаются в следующем. Устойчивость жидкого цилиндра в потоке повышается на много десятичных порядков [18, 19]. Это связано с неравномерностью роста амплитуды разрушающей волны, в результате в потоке цилиндр распадается неодновременно по всей длине, а образующиеся капли имеют неодинаковые размеры [13]. Миками с соавт. [13] показал, что теория Томотики подтверждается при рассмотрении закономерностей разрушения в потоке только качественно. Например, зависимость размера капель, образовавшихся в результате разрушения жидких цилиндров, от lg K выражается кривой с минимумом, однако координаты минимума не соответствуют теоретическим.

В реальных процессах переработки полимеров часто встречается продольное течение. На рис. 4 дано сравнение критической величины де-

формации, при которой деформированная капля разрушается в сдвиговом и продольном потоке. Видно, что в продольном поле разрушение капель происходит более эффективно и при меньших затратах энергии. Это выражается в том, что для сдвига зависимость E_c—lg K проходит через минимум при K=0,1—1, для растяжения при K=1—5; минимальное значение E_c для сдвига 0,6, а для растяжения всего 0,2. В сдвиговом потоке при соотношении вязкостей фаз, большем 3,5, капли уже не могут быть разрушены, продольное же течение эффективно и при больших значениях K.

Все приведенные выше теоретические разработки касаются ньютоновских капель, диспергированных в ньютоновской жидкости. В случае, если одна или обе жидкости обладают вязкоупругими свойствами, закономерности могут быть иными. Анализ немногочисленных работ, посвященных этому вопросу [22, 28—35], показал, что в настоящее время влияние упругости жидкостей на разрушение жидких капель в смеси не изучено и неясно до конца.

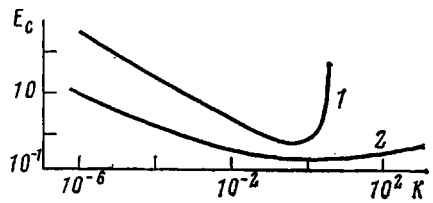

Рис. 4. Сравнение критической величины деформации для разрушения капли в сдвиговом (*1*) и продольном (*2*) потоках [26]

Голдин с соавт. [35] и Гордон с соавт. [22] выполнили экспериментальное исследование разрушения вязкоупругих жидких капель, выдавливаемых на воздух. Они обнаружили, что разрушение вязкоупругих капель приводит к возникновению структуры типа нитки бус, обнаруживая таким образом наличие растяжения, в то время как в струе ньютоновской жидкости вне зависимости от типа разрушения перешейков между каплями не возникает. При этом был сделан вывод о том, что вязкоупругие деформированные капли более стабильны, чем капли ньютоновских жидкостей.

Закономерности разрушения деформированных вязкоупругих капель, суспендированных в вязкоупругой неподвижной среде, изучены в работах Кулезнева с соавт. [32—34]. На примере двух пар полимеров они показали, что механизм дестабилизации и разрушения жидкого цилиндра для вязкоупругих полимерных систем качественно не отличается от механизма, известного для низкомолекулярных ньютоновских систем, хотя имеются свои особенности, например наблюдается замедление роста разрушающей волны с повышением вязкоупругости полимера дисперсной фазы.

Следует особо остановиться на фундаментальном экспериментально-теоретическом исследовании разрушения деформированной капли, выполненном Ханом и Чином [28, 31] для течения по цилиндрической трубе, когда обе жидкости обладают вязкоупругими свойствами. Основные выводы их работы сводятся к следующему.

Разрушение деформированной капли всегда имеет место после того, как длинный жидкий нитеподобный цилиндр проходит зону входа цилиндрической трубы, т. е. в той области, где удлиненные капли начинают релаксировать. Соотношение вязкостей K фаз, число Вебера We, упругость фаз контролирует процесс разрушения. Увеличение вязкости среды стабилизирует жидкий цилиндр, а увеличение межфазного натяжения дестабилизирует его. Скорость роста возмущений увеличивается с увеличением любого из трех параметров: упругости среды, упругости капли, межфазного натяжения. Другими словами, если возмущение введено в систему и нестабильность имеет место, оба фактора — упругость обеих жидкостей и межфазное натяжение — вызывают увеличение скорости роста возмущений. Однако, как справедливо отмечают сами авторы [31], результаты анализа процесса разрушения зависят от выбора реологической модели. Хан и Чин использовали линейную модель Максвелла. Применяя другие модели, можно получить иные выводы.

В реальных процессах переработки полимеров и их смесей геометрия потоков очень сложна, поэтому теоретическое описание явлений разрушения струй встречает большие математические трудности.

Нами было выполнено экспериментальное изучение процесса разруше-

ния ультратонких волокон полиоксиметилена, образовавшихся при течении расплава смеси ПОМ с СЭВА.

Соотношение вязкостей K полимеров изменялось в пределах 0,20—10,78. В одной серии опытов смешивали ПОМ различной ММ с одним и тем же образцом СЭВА (вариант I), во второй — смешивали один и тот же образец ПОМ с различными СЭВА, различающимися по вязкости расплава (вариант II). Характеристики указанных полимеров, методика смешения приведены в работе [6]. Экструдаты из приготовленных смесей получали на капиллярном вискозиметре постоянных давлений МВ-2 в

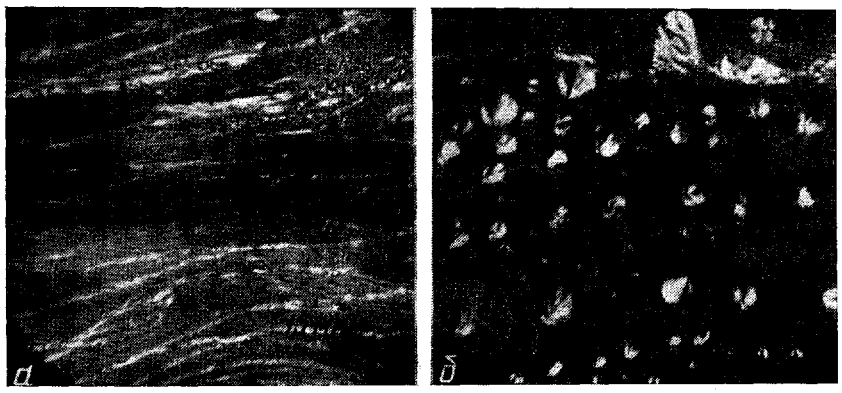

Рис. 5. Микрофотографии продольных срезов смеси ПОМ : СЭВА при 150 (*а*) 165° (*б*)

условиях деформирования, когда волокнообразование выражено наиболее отчетливо (напряжение сдвига $\tau=5{,}693\cdot10^4$ Па, 190°). С помощью микротома готовили продольные срезы экструдатов (замороженных в жидком азоте) смесей на расстоянии, равном половине радиуса экструдата. В качестве иммерсионной жидкости применяли силоксановый каучук марки ПМС, не выделяющий никаких летучих веществ при нагревании. С помощью микроскопа МП-6 (снабженного нагревательным столиком), проводили наблюдение за поведением ультратонких ПОМ-волокон, находящихся в матрице СЭВА, при 165°. Различные стадии процесса разрушения волокон фотографировали (рис. 5).

Эксперименты свидетельствуют, что разрушение происходит по волновому механизму: волокна вначале становятся варикозными, затем (по истечении времени жизни $t_в$) разрушаются на цепочку капель. Измеряя расстояние между центрами соседних капель, находили λ_m. Радиус образовавшихся капель также измеряли при увеличении кадров фотопленки в 7 раз, затем по уравнению (1) находили радиус исходного цилиндра до разрушения. Для каждой системы анализировали до 100 фотоснимков, а так как в каждый кадр попадало до 10 волокон, то общее число замеров величин $r_к$ и λ_m превышало 1000. Данные обрабатывали методами математической статистики, определяя величины $r_к$, λ_m с погрешностью ±3,5% при доверительной вероятности 0,95. За время жизни $t_в$ принимали время, в течение которого разрушалась основная масса волокон в срезе.

Анализ полученных результатов (рис. 3, б) приводит к следующим заключениям. Зависимости $x=2\pi R/\lambda_m$ от $\lg K$ для смесей ПОМ : СЭВА располагаются ниже теоретической кривой Томотики. Это означает, что длина волны (и размер образующихся капель) возмущения для вязкоупругих жидкостей больше, чем для ньютоновских. Такие же выводы сделаны в работах [33, 34]. Точно определить положение максимума на экспериментальных кривых зависимости волнового числа от соотношения вязкостей фаз (рис. 3) затруднительно, однако ясно одно, что для обоих вариантов он располагается в области значений K, близких к единице. На наш взгляд, это очень важный вывод, так как он свидетельствует

о том, что смесь двух полимеров, один из которых находится в виде волокон, максимально нестабильна тогда, когда наиболее отчетливо выражено волокнообразование (при $K=1$). Это согласуется с выводами Чина и Хана [31] о том, что переменные, контролирующие деформацию капли, определяют и условия разрушения жидкого цилиндра. Максимальная нестабильность волокон в экструдатах смесей с $K\approx1$ подтверждается и тем, что для этих же смесей максимально разбухание экструдата [6]. Таким образом, наши результаты отличаются от данных работ [33, 34], где сделан вывод о том, что положение максимумов на теоретической и экспе-

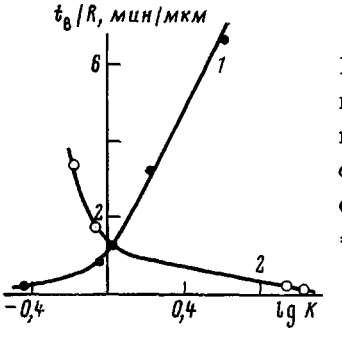

Рис. 6. Зависимость приведенного времени жизни жидкого цилиндра от соотношения вязкостей фаз при $\eta_{СЭВА}=$ $=const$ (*1*) или при $\eta_{ПОМ}=const$ (*2*)

риментальной кривых практически совпадают. По нашему мнению, для кривых $x-\lg K$, приведенных в работах [33, 34], также трудно точно определить положение максимумов из-за недостатка экспериментальных точек в области предполагаемого максимума.

Полученные нами зависимости волнового числа $2\pi R/\lambda_m$ от соотношения вязкостей имеют различный характер в зависимости от того, каким путем достигается изменение K,— за счет изменения вязкости фазы или среды. Для варианта I (рис. 3, *а*) наблюдаемая зависимость существенно отличается от кривой Томотики (за исключением смесей с $K\approx1$). С увеличением ММ ПОМ растет не только вязкость, но и упругость расплава ПОМ. То, что кривая *2* (рис. 3, *а*) проходит через максимум, говорит о различном влиянии упругости полимера дисперсной фазы в зависимости от соотношения вязкостей фаз. Экспериментально найденное время жизни жидкого цилиндра (рис. 6) для варианта I увеличивается с ростом вязкости расплава ПОМ (что приводит к росту K), как этого требуют теоретические уравнения. Это значит, что если фаза капли очень вязкая, то она может быть удлинена до цилиндра малого радиуса, который останется стабильным долгое время.

Для варианта II экспериментальная кривая $x-\lg K$ (рис. 3, *б*) несимметрична, левая ее ветвь фактически совпадает с левой ветвью кривой *2* для варианта I. Однако, когда вязкость расплава матричного компонента (СЭВА) становится ниже вязкости ПОМ ($K>1$), экспериментальные точки располагаются очень близко к кривой Томотики, но несколько ниже ее. Зависимость времени жизни жидкого цилиндра (рис. 6, кривая *2*) обратна зависимости для варианта I (рис. 6, кривая *1*): с увеличением K $t_в$ уменьшается. Это убедительно свидетельствует о том, что небезразлично, каким путем достигается то или иное значение K: за счет изменения вязкости дисперсной фазы или среды.

Абсолютное значение вязкости среды при прочих равных условиях способно качественно повлиять на стабильность струи. Сопоставление рис. 3, *а* и *б* позволяет отметить решающую роль эластичности именно дисперсионной среды в процессе разрушения жидкой струи. Пока упругость среды большая, закономерности разрушения очень отличаются от теоретических, независимо от того, каким путем достигается изменение K. С уменьшением упругости СЭВА (низковязкие образцы) разрушение волокон ПОМ в матрице СЭВА фактически идет по механизму Томотики. Таким образом, вязкоупругие свойства среды оказывают бóльшее влияние на стабильность жидких струй, чем вязкоупругие свойства дисперсной фазы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Барамбойм Н. К., Ракитянский В. Ф.* Пласт. массы, 1971, № 11, с. 34.
2. *Кулезнев В. Н., Оганесов Ю. Г., Евреинов Ю. В., Воюцкий С. С., Филлипович Л. Д., Гильман И. М.* Коллоидн. ж., 1972, т. 34, № 6, с. 863.
3. *Цебренко М. В., Юдин А. В., Кучинка М. Ю., Виноградов Г. В., Зубович К. А.* Высокомолек. соед. Б, 1973, т. 15, № 8, с. 566.
4. *Цебренко М. В., Виноградов Г. В., Аблазова Т. И., Юдин А. В.* Коллоидн. ж., 1976, т. 38, № 1, с. 200.
5. *Krasnikova N. P., Kotova E. V., Vinogradov G. V., Pelzbauer Z.* J. Appl. Sci., 1978, v. 22, № 7, p. 2081.
6. *Tsebrenko M. V., Rezanova N. M., Vinogradov G. V.* Polymer Engng and Sci., 1980, v. 20, № 15, p. 1023.
7. *Цебренко М. В.* Хим. волокна, 1980, № 5, с. 33.
8. *Berger W., Schmack G.* Textiltechnik, 1974, B. 24, № 1, S. 36.
9. *Dietrich K., Versäumer H.* Faseforsch. und Textiltechn., 1975, B. 26. № 7, S. 347.
10. *Miyoshi Okamoto.* J. Soc. Fiber Sci. and Technol. Japan., 1976, v. 32, № 9, p. 8.
11. *Taylor G. I.* Proc. Roy. Soc. London. A, 1934, v. 146, p. 501.
12. *Goldsmith H. L., Mason S. G.* In: Rheology. Theory and Applications/Ed. by Eirich F. R. N. Y.: Acad. Press, 1967, v. 4, p. 85.
13. *Mikami T., Cox R. G., Mason S. G.* Internat. J. Multiphase Flow, 1975, v. 2, № 2, p. 113.
14. *Rumscheidt F. D., Mason S. G.* J. Colloid Sci., 1961, v. 16, № 3, p. 210.
15. *Rumscheidt F. D., Mason S. G.* J. Colloid Sci., 1962, v. 17, № 3, p. 260.
16. *Torza S., Cox R. G., Mason S. G.* J. Colloid Interphase Sci., 1972, v. 38, № 2, p. 395.
17. *Karam H., Bellinger J. C.* Ind. and Engng Chem. Fundam., 1968, v. 7, № 4, p. 576.
18. *Tomotika S.* Proc. Roy Soc. London. A, 1935, v. 150, p. 322.
19. *Tomotika S.* Proc. Roy. Soc. London. A, 1936, v. 153, p. 302.
20. *Acrivos A., Lo T. S.* J. Fluid. Mech., 1978, v. 86, № 4, p. 641.
21. *Rallison J. M., Acrivos A.* J. Fluid Mech., 1978, v. 89, № 1, p. 191.
22. *Gordon M., Yerushalmi J., Shinner R.* Trans. Soc. Rheol., 1973, v. 17, № 2, p. 303.
23. *Hestroni G., Haber S.* Rheol. Acta, 1970, v. 9, № 4, p. 488.
24. *Rayleigh L.* Philos. Mag., 1892, v. 34, № 2, p. 145.
25. *Weber C.* Z. Angew. Math., 1931, B. 11, № 2, S. 136.
26. *Han C. D.* Multiphase Flow in Polymer Processing. N. Y.: Acad. Press, 1981, p. 228, 236.
27. *Серков А. Т., Егорова Р. В.* В кн.: Теория формования химических волокон. М.: Химия, 1975, с. 21.
28. *Han C. D., Kazumori Funatsu.* J. Rheol., 1978, v. 22, № 2, p. 113.
29. *Hirai N.* J. Chem. Soc. Japan, 1954, v. 75, № 10, p. 1019.
30. *Папков С. П.* Хим. волокна, 1964, № 3, с. 34.
31. *Chin H. B., Han C. D.* J. Rheol., 1980, v. 24, № 1, p. 1.
32. *Мирошников Ю. П., Петросян М. К., Кулезнев В. Н.* Коллоидн. ж., 1976, т. 38, № 2, с. 279.
33. *Мирошников Ю. П., Каминский М. Л., Кулезнев В. Н.* Коллоидн. ж., 1979, т. 41, № 6, с. 1112.
34. *Мирошников Ю. П., Гольман А. М., Кулезнев В. Н.* Коллоидн. ж., 1979, т. 41, № 6, с. 1120.
35. *Goldin M., Yerushalmi J., Preffer R., Shinnar R.* J. Fluid Mech., 1969, v. 38, № 4, p. 689.

Киевский технологический институт легкой промышленности

Поступила в редакцию 12.V.1983

REGULARITIES OF FRACTURE OF ULTRA-THIN FIBERS IN EXTRUDATES OF POLYMER BLENDS

Tsebrenko M. V., Danilova G. P.

Summary

Theoretical and experimental studies of regularities of fracture of liquid jets in Newton's and non-Newton's systems are generalized. The experimental data on fracture of ultra-thin polyoxymethylene fibers in extrudates of polyoxymethylene – copolymer of ethylene and vinylacetate blends are analysed. The length of the disturbance wave caused fracture for viscoelastic systems is shown to be more, than for Newton's ones. Ultra-thin polyoxymethylene fibers in the matrix of ethylene – vinylacetate copolymer are extremely unstable for the viscosities ratio being close to unity. Viscoelastic properties of a medium affect the stability of jets more, than viscoelastic properties of the dispersed phase.