

## ЭФФЕКТ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ОБОСТРЕНИЯ И УВЕЛИЧЕНИЕ КОНТРАСТА ИСХОДНОЙ СТРУКТУРЫ ПРИ РАЗВИТИИ СВЕТОТЕРМОХИМИЧЕСКОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ДИЭЛЕКТРИКЕ<sup>1</sup>

*А. П. Александров, Н. М. Битюрин*

Экспериментально показано, что при развитии светотермохимической неустойчивости в диэлектрике (полимер поливинилхлорид) возможно обострение исходной структуры в пространственном распределении оптического поглощения. Изменением контраста структуры при этом можно управлять, меняя, например, спектр действующего излучения. Простая модель описывает экспериментальные результаты и позволяет оценить параметры, характеризующие светотермохимический процесс.

### Введение

При действии оптического излучения на вещество в нем за счет нагрева могут происходить химические реакции, в том числе и те, которые приводят к существенному изменению оптических свойств вещества. Такое, термохимическое, действие оптического излучения широко обсуждается в [2-3]. Если исходное вещество в основном отражает падающее излучение (в случае металлов) или прозрачно (в случае диэлектриков), а продукт реакции поглощает его, то развивается светотермохимическая неустойчивость, связанная с установлением через излучение положительной обратной связи между количеством поглощающего продукта реакции и скоростью его накопления. Благодаря сильно-нелинейной зависимости скорости реакции от температуры при развитии светотермохимической неустойчивости должно иметь место явление пространственного обострения распределения поглощения и температуры [4, 5], характерное для нелинейных систем с взрывной неустойчивостью [6, 7].

Если исходная структура поглощения состоит из нескольких максимумов, то эффект обострения должен приводить к увеличению контраста такой структуры.

Для термодеструкции ряда полимеров характерно увеличение поглощения в полосе прозрачности [8]. Таким образом, создаются условия для развития светотермохимической неустойчивости. В данной работе сообщается о наблюдении пространственных эффектов указанного типа при действии импульсного оптического излучения на диэлектрик (полимер) и исследуется влияние интенсивности и спектрального состава действующего излучения на их динамику.

Изучение светотермохимических процессов необходимо для прогнозирования стойкости диэлектриков к действию мощного оптического излучения [9], например при проведении ускоренных испытаний полимерных композиций на светостойкость [9, 10]. С другой стороны, эффект увеличения контраста исход-

<sup>1</sup> Предварительные результаты работы докладывались на VI Всесоюзной конференции «Старение и стабилизация полимеров» (Уфа, 1983 г.) [1]. Полностью работа докладывалась на Всесоюзном семинаре по неравновесным физико-химическим процессам при взаимодействии лазерного излучения с веществом (Ташкент, 1986 г.).

ной структуры может быть использован при оптическом проявлении записи информации. Эффекты рассматриваемого типа, связанные с возникновением обратных связей, могут оказаться существенными, например, при фототравлении полимерных резистов излучением эксимерных лазеров, где тепловые эффекты играют важную роль [11].

### Методы исследования

В эксперименте использовались пленки поливинилхлорида (ПВХ) с небольшим содержанием пластификатора толщиной  $\sim 100$  мкм. Для термодеструкции ПВХ характерно образование систем сопряженных двойных связей (полиенов) [8]. Полиеновые структуры обладают большим удельным коэффициентом поглощения ( $\epsilon \sim 10^4 \div 10^5$  см<sup>-1</sup>/моль/л) и образуют набор с разным числом сопряженных двойных связей, поэтому термодеструкция ведет к заметному росту поглощения в широком спектре от ультрафиолетовой до инфракрасной области. При действии на ПВХ ультрафиолетового излучения с  $\lambda < 300$  нм, не сопровождающимся нагревом образца, также происходит чисто фотохимическое образование полиеновых структур и соответственно рост поглощения в полосе прозрачности [8].

На исходной пленке ПВХ с помощью металлической маски путем чисто фотохимического действия УФ излучением формировалась искусственная неоднородность оптической плотности диаметром  $\sim 500$  мкм. Затем маска убиралась и на образцы с искусственными неоднородностями воздействовали более мощным излучением таким образом, что в пределах неоднородности интенсивность падающего излучения можно было считать одинаковой во всех точках. Широкая полоса поглощения искусственной неоднородности позволила использовать для воздействия полихроматический источник света — импульсную ксеноновую лампу (ИФП-1200). Форма импульса длительности  $\tau_p \approx 600$  мкс была близка к треугольной с передним фронтом  $\tau_1 \approx 200$  мкс. Падающая энергия в плоскости образца фиксировалась с помощью измерителя энергии ИМО-2Н, ее величина изменялась варьированием расстояния между пленкой и лампой. Спектр падающего излучения формировался светофильтрами. В эксперименте изучалась эволюция поперечного распределения оптической плотности в образце в зависимости от числа импульсов светового облучения, интенсивности излучения и его спектрального состава. Поперечное распределение оптической плотности фиксировалось с помощью микрофотометра МФ-4. При этом измеряемое пропускание соответствовало области  $\lambda \approx 600$  нм. Продольное (вдоль светового луча, в глубь образца) распределение поглощения было весьма неоднородным. Глубина области поглощения падающей энергии в эксперименте не превышала 5 мкм от поверхности образца. Это устанавливалось путем послойного удаления вещества аналогично тому, как это описано, например, в [12].

### Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны результаты воздействия излучения на исходную искусственную неоднородность оптической плотности. На рис. 1 и 2, б дано изменение поперечного распределения оптической плотности при воздействии излучения через фильтр из пирексового стекла. Видно, что в результате развития неустойчивости проявляется внутренняя структура исходной неоднородности. При этом уменьшается относительный характерный размер исходного пика поглощения (рис. 1) и увеличивается контраст структуры, состоящей из нескольких максимумов (рис. 2, б).

Варьируя спектральный состав падающего излучения, можно менять степень изменения контраста. Это иллюстрирует рис. 2, а, где показана эволюция исходного распределения оптической плотности при действии излучения, падающего через фильтр ПС-11. Видно, что в этом случае увеличивается резкость границы неоднородности — фон, — в то время как внутренняя структура неоднородности практически не проявляется.

Чтобы качественно понять полученный результат, рассмотрим (рис. 3) спектры пропускания исходной области повышенного поглощения (I), а также

спектры падающего излучения через фильтр из пирексового стекла (2) и через фильтр ПС-11 (3). Видно, что уже в исходной неоднородности поглощательная способность в спектральной области  $\lambda < 400$  нм близка к единице. При действии излучения в этом диапазоне нет обратной связи между оптической плот-

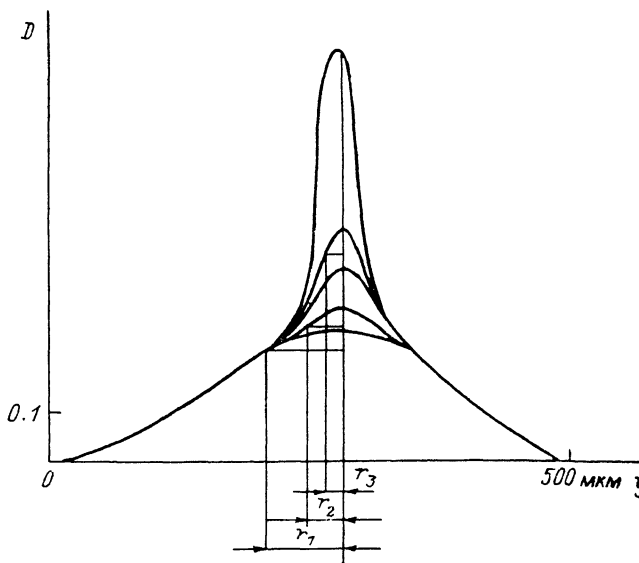


Рис. 1. Изменение распределения оптической плотности при воздействии излучения (лампа ИФП-1200, фильтр — пирексовое стекло,  $W \approx 0.7$  Дж/см<sup>2</sup>) соответственно через 0, 6, 9, 10, 11 вспышек.

$r_1, r_2, r_3$  — характерные относительные размеры по уровню 0.9;  $r_1 > r_2 > r_3$ , что соответствует пространственному обострению.

ностью и поглощаемой энергией, характерной для воздействия более длинноволнового излучения.

Меняя распределение падающей энергии по указанным диапазонам, можно управлять величиной положительной обратной связи и в конечном итоге степенью изменения контраста формируемой структуры. В излучении, прошедшем

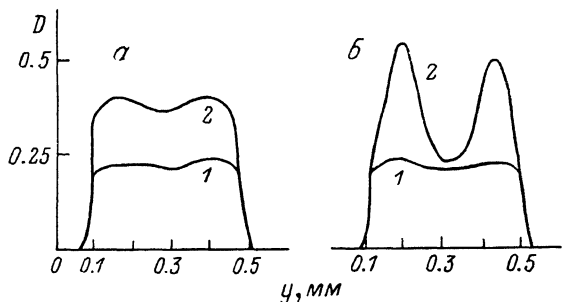


Рис. 2. Результат воздействия излучения на исходную пространственную структуру поглощения через фильтр ПС-11 (а) и фильтр из пирексового стекла (б).

1 — исходное распределение, 2 — после облучения,

через фильтр из пирексового стекла, основная доля энергии приходится на диапазон  $\lambda > 400$  нм, в то время как через фильтр ПС-11 проходит преимущественно более коротковолновое излучение (рис. 3). Это и объясняет качественную разницу между результатами воздействия излучения (рис. 2, а, б).

Отметим, что речь шла именно о термическом действии света. При действии менее интенсивного излучения, когда основными являются чисто фотохимические процессы, картина эволюции распределения оптической плотности качественно другая — изменение поглощения фоном сравнимо с изменением поглощения внутри исходной области повышенного поглощения. При этом не только

не проявляется внутренней структурой, но и уменьшается резкость границы между фоном и неоднородностью.

Чтобы понять, насколько реальна подобная трактовка экспериментальных данных, и уточнить ее, рассмотрим простую теоретическую модель.

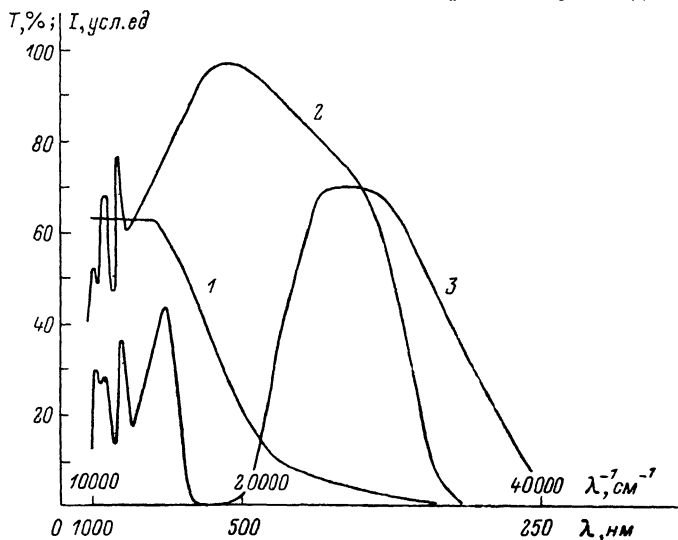


Рис. 3. Спектры пропускания исходной неоднородности оптической плотности ( $T$ , %) (1), падающего излучения через фильтр из пирексового стекла ( $I$ , усл. ед.) (2) и фильтр из стекла ПС-11 ( $I$ , усл. ед.) (3).

### Модель для описания эксперимента

При описании эксперимента необходимо принять во внимание, что уже исходные области повышенного поглощения не являлись оптически прозрачными. Поэтому нужно учитывать эффект экранировки излучения и связанную с ним неоднородность выделения энергии вдоль луча света. Особенностью эксперимента являлась также указанная выше неэквивалентность действия, оказываемого различными спектральными областями падающего излучения. Для описания будем использовать двухчастотную модель, т. е. считать падающее излучение бихроматическим. Первая частота соответствует длинноволновому, в указанном выше смысле, а вторая — коротковолновому излучению. Система уравнений выглядит следующим образом:

$$\partial T / \partial t = \chi \Delta_1 T + \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \sum_{i=1}^2 \frac{\sigma_i c_i I_i}{C_p \rho}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = A_0 (c^* - c) \exp(-E/RT); \quad \frac{\partial I_i}{\partial x} = -\sigma_i c I_i, \quad i = 1, 2. \quad (2), (3)$$

При написании (1)–(3) считалось, что существует единый продукт реакции концентрации  $c$ . Образование  $c$  идет согласно (2);  $c^*$  — максимальная концентрация;  $\sigma_i$ ,  $I_i$  — сечение поглощения и интенсивность на частоте  $\omega_i$ ;  $\omega_1$  — «низкая» частота (на которой есть обратная связь),  $\omega_2$  — «высокая»;  $x$  — координата по нормали к пленке;  $\Delta_1$  — лапласиан по поперечным координатам ( $y$  и  $z$ );  $E$  — энергия активации процесса;  $R$  — универсальная газовая постоянная. Будем пренебрегать влиянием внешнего теплоотвода во время светового импульса, положим граничные условия в виде  $\partial T / \partial x |_{x=0} = 0$ . Рассмотрение системы (1)–(3) будем вести приближенно. Для того чтобы описать экспериментальные данные, необходимо определить приращение оптической плотности  $D_1$  за вспышку. Изменение величины  $D_1$  за световой импульс будем считать малым по сравнению с  $D_1$  и используем приближение первой итерации [2], когда зависимость температуры от времени в каждой точке вычисляются исходя из

распределение поглощения до вспышки, а изменение концентрации  $c$  (т. е. изменение поглощения) вычисляют уже исходя из полученного таким образом временного хода температуры.

Следующие приближения связаны с соотношениями между характерными пространственными масштабам задачи. Так, в силу специфики распределения поглощающего продукта в пленке в условиях данного эксперимента выполнялись неравенства ( $\chi \approx 1.2 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup>/с,  $\sqrt{\chi \tau_p} \sim 10$  мкм)

$$l_{\text{прод}} \ll \sqrt{\chi \tau_p} \ll l_{\text{попер}}, \quad (4)$$

$l_{\text{прод}}$  — характерная длина, на которой происходит выделение тепла при поглощении излучения вдоль луча света;  $l_{\text{попер}}$  — характерный масштаб поперечного относительно светового луча распределения поглощения;  $\sqrt{\chi \tau_p}$  — характерная теплопроводностная длина ( $\tau_p$  — время импульса). В силу неравенства (4) можно пренебречь эффектами поперечной теплопроводности — членом  $\chi \Delta_{\perp} T$ , т. е. изменения величины  $D_1(y)$  в каждой точке ( $y$  — поперечная координата) можно считать независимыми. Выполнение первого неравенства (4) дает возможность при вычислении температуры использовать малость параметра  $l_{\text{прод}}/(\chi \tau_p)^{1/2}$ .

В рамках сделанных приближений источник в уравнении для температуры (1) во время светового импульса можно представить в виде

$$\sum_{i=1}^2 \frac{\sigma_i c I_i}{c_p \rho} = \psi(t) Q(x).$$

С точностью до величин второго порядка по параметру  $l_{\text{прод}}/(\chi \tau_p)^{1/2}$

$$T(x, t) = \bar{T}(t) - \frac{1}{\chi} \int_0^x d\xi \int_0^{\infty} \psi(t) Q(\xi') d\xi' - \frac{1}{\chi} \int_x^{\infty} d\xi \int_{\xi}^{\infty} \psi(t) Q(\xi') d\xi', \quad (5)$$

$\bar{T}(t)$  — температура, которая была бы на границе пленки в случае выделения тепла на самой границе

$$\bar{T}(t) = T_{\text{нач}} + \frac{1}{\sqrt{\chi \tau}} \int_0^{\infty} d\xi \int_0^t \frac{\psi(\tau) Q(\xi)}{\sqrt{t-\tau}} d\tau. \quad (6)$$

Уравнение (2) для каждой точки  $x$  можно переписать в виде

$$c(t)/c^* = 1 - \exp\left(-\int_0^t A_0 \exp(-E/RT) dt\right) (1 - c(0)/c^*). \quad (7)$$

Мы будем аппроксимировать распределение  $c(x)$  ступенчатой зависимостью

$$c = c^* \text{ при } x < l; \quad c = 0 \text{ при } x > l. \quad (8)$$

Возможность ступенчатой аппроксимации связана с резкой зависимостью скорости реакции от температуры (с наличием большого параметра  $E/RT$ ) и часто используется в задачах термохимии (см., например, [13]). Во время вспышки температура в точках, прилегающих к поглощающей области, увеличивается, проходит через максимум и снова уменьшается. Реализуется ситуация, когда продукт реакции образуется в основном во время светового импульса, а не в процессе послеимпульсного остывания. Приращение  $\Delta l$  за импульс определяется из уравнения (см. (7), (8))

$$\int_0^{\tau_p} A_0 \exp(-E/RT(l + \Delta l, t)) dt = \beta, \quad |\beta| \sim 1. \quad (9)$$

Оценивая интеграл (9) с учетом (6) методом Лапласа, используя большой параметр  $E/RT$  [14], можно получить выражение, из которого длина деструк-

тированной области после вспышки  $l + \Delta l$  находится с точностью до величин порядка  $l \cdot RT/E$ . Мы напишем его сразу для измеряемой на эксперименте величины  $D_1 \approx \varepsilon_1 c^* l$

$$\bar{T}_{\max} - (D_1 + \Delta D_1)(\bar{T}_{\max} - T_{\text{нач}}) \gamma \ln 10 = T_{\text{порог}}, \quad (10)$$

$\bar{T}_{\max}$  — максимальное за вспышку значение температуры  $\bar{T}$

$$\bar{T}_{\max} = T_{\text{нач}} + \frac{8}{3} \frac{W_{\text{погл}}}{\sqrt{2\tau_p - \tau_1} \sqrt{\chi \pi} c_p \rho}, \quad (11)$$

$W_{\text{погл}}$  — поглощенная плотность энергии. В рамках двухчастотной модели, если  $W$  — полная энергия, падающая за импульс на единицу площади образца, а  $\kappa W$  — энергия, падающая на частоте  $\omega_1$ ,

$$W_{\text{погл}} = W (1 - \kappa 10^{-D_1}). \quad (12)$$

В (12) учтено, что поглощательная способность на «частоте»  $\omega_2$  равна 1. В (10) медленно меняющаяся от импульса к импульсу

$$T_{\text{порог}} = \frac{E}{R} \ln^{-1} \left( \frac{A_0}{\beta} \sqrt{\frac{4\pi R}{3E}} \frac{(\bar{T}_{\max} - T_{\text{нач}})^{1/2} \bar{T}_{\max} \tau_p (\tau_p - \tau_1)}{2\tau_p - \tau_1} \right) \quad (13)$$

играет роль пороговой температуры

$$\gamma = 0.75 \sqrt{\frac{\pi}{\chi (2\tau_p - \tau_1)}} (\varepsilon_1 c^*)^{-1}. \quad (14)$$

Параметр  $\gamma$  по порядку величины есть отношение длины экранировки  $(\varepsilon_1 c^*)^{-1}$  к длине теплопроводности  $\sim \sqrt{\chi \tau_p}$ . Выписанные формулы работают при существенном превышении  $\bar{T}_{\max}$  над  $T_{\text{нач}}$ , фактически при  $\bar{T}_{\max} > 2T_{\text{нач}}$ . Смысл (10) заключается в том, что граница деструктурированной области после вспышки соответствует точке, в которой максимальная за импульс температура достигает пороговой. При малой поглощенной энергии равенство (10) достигается при  $\Delta D_1 \leq 0$ , что по смыслу выводимых формул означает, что за вспышку деструктурированная область не увеличивается и оптическая плотность не меняется, т. е. существует порог по поглощенной энергии. Порог, которого нет в исходных уравнениях (1)–(3), является следствием ступенчатой модели (8). Когда условия превышения над порогом не выполнены, изменение за вспышку оптической плотности определяется нарастанием концентрации  $c$  в области фронта волны поглощения. Мы считаем изменение оптической плотности при этом малым. Здесь не рассматривается случай, когда изменение оптической плотности существенно уже на этом этапе. При превышении  $W_{\text{погл}}$  над порогом по мере увеличения оптической плотности увеличивается  $\bar{T}_{\max}$ , что приводит к увеличению  $\Delta l$  от импульса к импульсу. Однако при больших  $l \Delta l \rightarrow 0$ . Это связано с тем, что в этом случае из-за экранировки область выделения энергии будет существенно меньше  $l$  — области повышенного коэффициента поглощения — и в окрестности точки  $x=l$  нагрев будет недостаточным для эффективного хода реакции.

### Оценка параметров

Для привязки параметров двухчастотной модели к ситуации, реализованной в эксперименте в ходе опытов, проведенных с неоднородностями достаточно большого диаметра, допускающим измерение пропускания на спектрофотометре СФ-26, устанавливалась связь между поглощаемой за вспышку энергией  $W_{\text{погл}}$  и оптической плотностью  $D_{\text{мф}}$ , измеряемой на микрофотометре для разных спектров облучающего света. Полученные результаты для излучения, прошедшего через пирексовый фильтр, аппроксимируются в области  $D_{\text{мф}} = 0.3 \div 0.7$  зависимостью  $W_{\text{погл}}(D_1)$ , соответствующей двухчастотной модели (12) с  $\kappa \approx 0.6$  и  $D_1 = D_{\text{мф}}$ . На рис. 4 представлена экспериментально полученная зависимость оптической плотности, определенной микрофотометрически в точке максимума

искусственной неоднородности, в зависимости от количества вспышек. Облучение велось через фильтр из пирексового стекла. Падающая плотность энергии  $W \approx 0.7$  Дж/см<sup>2</sup>. Обработаем результаты эксперимента, используя (10)–(12). На рис. 4 приведены вычисленные для каждой вспышки с помощью (11), (12) значения левой части (10) для различных  $\gamma$ . Используя значения  $T_{\max}$ , нетрудно показать, что относительное изменение  $T_{\text{порог}}$  (см. (13)) за счет изменения  $T_{\max}$  не должно превышать  $10^{-2}$ . Из рис. 4 следует, что  $T_{\text{порог}} = \text{const}$  для  $\gamma \approx 0.2$ . Так как  $(\pi/\chi (2\tau_p - \tau_1))^{1/2} \approx 10^3$  см<sup>-1</sup>, то  $\epsilon_{1c}^* = 5 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup>;  $\gamma = 0.2$  соответствует  $T_{\text{порог}} = 720$  К (рис. 4).  $T_{\text{порог}}$  определяется комбинацией параметров  $A_0$  и  $E$ . Если положить  $A_0 = 10^8 \div 10^{13}$  с<sup>-1</sup> [8], то  $E = 10 \div 30$  ккал/моль. Для термодеструкции ПВХ характерно значение энергии активации 30–35 ккал/моль [8].

Некоторое понижение энергии активации связано, возможно, с импульсным характером процесса [15].

### Обострение структуры

Рассмотрим теперь, используя изложенную выше модель, эффект пространственного обострения внутренней структуры и зависимость этого эффекта от спектра падаю-

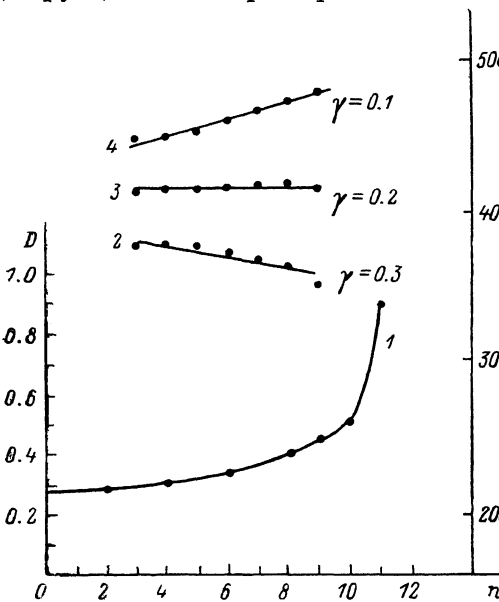


Рис. 4. Кинетика изменения оптической плотности  $D_{\text{мф}}$ , измеренной микрофотометрически в максимуме поглощения ( $n$  — число вспышек, фильтр — пирексовое стекло,  $W \approx 0.7$  Дж/см<sup>2</sup>) (1). Зависимости  $T_{\text{порог}} - T_{\text{нач}}$  от числа вспышек, согласно данным рис. 4, 1 и (18), соответственно для  $\gamma = 0.3$  (2), 0.2 (3) и 0.1 (4).

щего излучения. В нашем случае, когда можно пренебречь поперечной теплопроводностью, воспользуемся простым аппаратом.

Рассмотрим распределение  $D(y, t)$ , изменение которого подчиняется уравнению

$$\partial D / \partial t = f(D). \quad (15)$$

Пусть при  $y=0$  распределение  $D(y, t)$  имеет максимум. Введем характерный локальный размер неоднородности в этой точке

$$R_{\text{хар}} = (D / |\partial^2 D / \partial y^2|_{y=0})^{1/2} \quad (16)$$

и будем следить за его эволюцией. Уменьшение радиуса (16) означает обострение структуры. Это справедливо, например, для автомодельного распределения  $D(y, t) = B(t)S(y/r(t))$ , для которого  $R_{\text{хар}} \sim r$ . Для распределения  $D(y, t) = a(t) + b(t) \cos(ky)$  уменьшение величины  $R_{\text{хар}}$  связано с увеличением контрастности, отношением  $b/a$ . Мы примем этот признак для произвольной системы, описываемой (15). Из (15) (16) следует, что условие обострения  $dR_{\text{хар}}^2 / dt < 0$  имеет вид

$$f'(D) > f(D) / D. \quad (17)$$

Вернемся к задаче об обострении структуры оптической плотности в полимере. Рассмотрим уравнение (10) для приращения оптической плотности  $D_1$  за вспышку в приближении  $T_{\text{порог}} = \text{const}$ . Из (10) получаем

$$\Delta D_1 = \frac{T_{\max}(D_1) - T_{\text{порог}}}{T_{\max}(D_1) - T_{\text{нач}}} \frac{1}{\gamma \ln 10} - D_1. \quad (18)$$

В качестве  $f(D_1)$  здесь выступает правая часть (18). Условие обострения (17) в данном случае необходимо еще дополнить условием превышения над порогом

$$f(D_1) > 0. \quad (19)$$

Введем параметр

$$u = \frac{8}{3} \frac{W}{(2\tau_p - \tau_1)^{1/2} (\gamma\pi)^{1/2} c_p \rho} (T_{\text{порог}} - T_{\text{нач}})^{-1}. \quad (20)$$

Параметр  $u$  есть отношение нагрева на границе при полном поглощении на ней падающей энергии (см. (11)) к нагреву, необходимому для достижения пороговой температуры. Отсюда следует, что для развития процесса необходимо  $u > 1$ .

Неравенство (17) примет вид

$$x > 10^{2l} \left\{ 1 - \frac{1}{2u} (1 - D_1 \ln 10) - \left( \left( 1 - \frac{1}{2u} (1 - D_1 \ln 10) \right)^2 - 1 + \frac{1}{u} \right)^{1/2} \right\}. \quad (21)$$

Неравенство (19) переписывается в виде

$$x < 10^{2l} \left( 1 - \frac{1}{u (1 - \gamma \ln 10 \cdot D_1)} \right). \quad (22)$$

Соотношения (21), (22) позволяют определить интервал значений величины  $D_1$ , в котором должен наблюдаться эффект пространственного обострения, при данной энергии в импульсе на единицу поверхности, спектре падающего излучения, длительности и форме импульса. При заданных  $D_1$  и характеристиках импульса и вещества модель позволяет определить необходимую долю длинноволнового излучения, чтобы, с одной стороны, был превышен порог развития процесса, а с другой — наблюдался эффект увеличения контраста структуры.

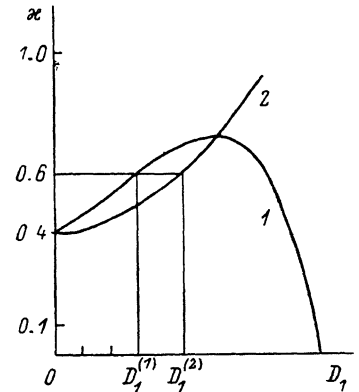


Рис. 5. График к определению области обострения ( $u=1.7$ ,  $\gamma=0.2$ ).

1 — граница области, в которой выполняется условие превышения над порогом (22); 2 — граница области обострения (21).

В частности, из (21), (22) следует, что для того, чтобы эффект обострения вообще мог быть наблюден, необходимо выполнение условия

$$x > 1 - 1/u.$$

Область в пространстве параметров ( $D_1, x$ ) для значений  $u=1.7$  и  $\gamma=0.2$ , близких к реализованным в эксперименте, показана на рис. 5.

Условие (21) выполняется для точек, находящихся выше кривой 2, условие (22) — для точек ниже кривой 1. Отрезок прямой  $x=\text{const}$  между точками пересечения с кривыми 1 и 2 определяет область значений  $D_1$ , для которых наблюдается эффект обострения. Для фильтра из пирексового стекла  $x=0.6$ , и для  $0.3 < D_1 < 0.45$  это условие выполнено. Для излучения, прошедшего через фильтр ПС-11,  $x \leq 0.4$  и прямая  $x=0.4$  не пересекает область обострения. Это соответствует качественной разнице в действии излучения различного спектрального состава с точки зрения обострения внутренней структуры исходной неоднородности оптической плотности, наблюдаемой в эксперименте.

### Выводы

Таким образом, в работе описан эффект обострения неоднородности в исходном пространственном распределении оптической плотности, наблюдающийся в диэлектрике (полимер ПВХ) при развитии светотермохимической неустойчи-



вост и приводящий к увеличению контраста исходной пространственной структуры поглощения. Продемонстрировано, что изменением контраста можно управлять, меняя спектр падающего излучения. Построена простая макрокинетическая модель, описывающая экспериментально наблюдаемую динамику развития неустойчивости в данном случае и зависимость изменения контраста от спектра падающего излучения. Модель позволяет оценить характеристики термохимического процесса.

Авторы благодарят В. Н. Генкина за обсуждение работы и ценные замечания.

### Литература

- [1] Александров А. П., Битюрин Н. М. Тез. докл. VI Всес. конф. «Старение и стабилизация полимеров». Уфа, 1983, с. 97.
- [2] Бункин Ф. В., Кириченко Н. А., Лукьянчук Б. С. УФН, 1982, т. 138, № 1, с. 45—95.
- [3] Бонч-Бруевич А. М., Либенсон М. Н. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, № 6, с. 1104—1118.
- [4] Кириченко Н. А., Лукьянчук Б. С. Квант. электр., 1983, т. 10, № 4, с. 819—825.
- [5] Битюрин Н. М. Квант. электр., 1983, т. 10, № 9, с. 1934—1936.
- [6] Курдюмов С. П. В кн.: Современные проблемы математической физики и вычислительной математики. М.: Наука, 1982. с. 217—244.
- [7] Галактионов В. А., Курдюмов С. П., Самарский А. А. Дифференциальные уравнения, 1983, т. 19, № 12, с. 2123—2140.
- [8] Минскер К. С., Колесов С. В., Заиков Е. Е. Старение и стабилизация полимеров на основе винилхлорида. М.: Наука, 1982. 272 с.
- [9] Либерман М. А., Трибельский М. И. ЖЭТФ, 1978, т. 74, № 1, с. 194—201.
- [10] Александров А. П., Генкин В. Н., Соколов В. В. Тез. докл. I Всес. конф. «Стабилизация окрашенных волокон и пленок». М., 1979, с. 114.
- [11] Srinivasan R. J. Vac. Sci. Techn., 1983, v. B1, N 4, p. 923—926.
- [12] Битюрин Н. М., Генкин В. Н., Лебедев В. П. и др. Высокомолекуляр. соединения, 1982, т. Б24, № 2, с. 101—104.
- [13] Либенсон М. Н., Оксман М. А., Семенов А. А. ЖТФ, 1981, т. 51, № 7, с. 1468—1477.
- [14] Федорюк М. В. Метод перевала. М.: Наука, 1977. 368 с.
- [15] Китай М. С. Автореф. канд. дис. Горький, 1986. 14 с.

Институт прикладной физики  
АН СССР  
Горький

Поступило в Редакцию  
11 ноября 1986 г.

В окончательной редакции  
1 июля 1987 г.