

В заключение отметим, что использование лазерной ЭЛТ с длиной волны генерации 375 нм позволяет получить минимальную ширину линий 0,5–0,6 мкм. Дальнейшее уменьшение длины волны возможно при использовании вместо *ZnO* более широкозонных материалов с высокой эффективностью собственного излучения.

Авторы благодарят Э.С. Гуревич, Б.Н. Каськова и А.А. Шалапёнка за полезное обсуждение данной работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] M a y e r H.E., L o e b a c h E.W. // Optical Microlithography III. SPIE. 1984. V. 470. P. 178.
- [2] К о з л о в с к и й В.И. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 873.
- [3] К а м е н с к и й М.А. и др. // Труды ФИАН. 1990. Т. 202.

Поступило в Редакцию
3 декабря 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

01; 03; 05.1

© 1990

ОБРАЗОВАНИЕ ФРАКТАЛЬНЫХ СТРУКТУР ПРИ ВЗРЫВЕ

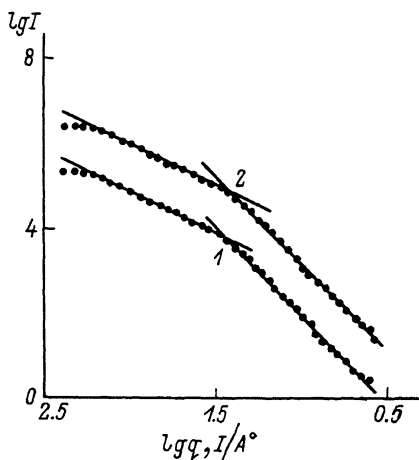
А.П. Е р ш о в, А.Л. К у п е р ш т о х,
В.Н. К о л о м и й ч у к

При взрыве конденсированных взрывчатых веществ типично выделение свободного углерода. Химическая реакция может проходить в условиях стабильности алмаза; некоторые результаты по получению алмазной фазы описаны в [1, 2]. Отсюда понятен интерес к процессу роста частиц. Характерный размер единичного кристалла – около 40 Å [2, 3]. Из таких частиц образуются более крупные агрегаты. Разумно предположить возникновение фрактальной структуры.

В данной работе измерена фрактальная размерность кластеров в порошке ультрадисперсных взрывных алмазов. Введена двухступенчатая модель роста (атомы – компактные частицы – кластеры), качественно согласующаяся с экспериментом.

1. Эксперименты проводились методом малоуглового рентгеновского рассеяния в области углов $7' < 2 \cdot \theta < 7^\circ$ на длине волны $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$. На рис. 1 приведены результаты для двух образцов алмазного порошка, полученных в разных опытах. Интенсивности пересчитаны для исправления апертурного усреднения прибора.

Рис. 1. Зависимость интенсивности рассеянного излучения от q . Наклоны прямых: для данных 1 (-1.94 и -4.18); для данных 2 (-1.89 и -4.10).



Участки кривых с наклоном, близким к (-4), отвечают рассеянию на отдельных частицах. При значениях переданного импульса $q = \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2}$ в интервале от $5 \cdot 10^{-3}$ до $3 \cdot 10^{-2}$ $1/\text{Å}$ наклон дает фрактальную размерность $D \approx 1.9$, характерную для кластер-кластерной агрегации [4].

Границы фрактального интервала позволяют оценить характерные размеры частицы и агрегата (30 и 200 Å).

2. При взрыве свободный углерод выделяется в течение ≈ 0.3 мкс - времени химической реакции. Характерное время t_H гидродинамического разлета - единицы микросекунд. Количество углерода может быть $\approx 10\%$ массы заряда, содержание атомов $n_c \sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$. При сильной неравновесности начальной стадией роста частиц должна быть быстрая коагуляция. Однако допущение о неограниченной коагуляции завышает размеры частиц. Средняя масса частицы (в единицах массы атома C) растет линейно со временем [5]:

$$\langle m \rangle \sim K n_c t; \quad K = 4kT/3\eta.$$

При $T = 3 \cdot 10^3$ К, $\eta = 10^{-2}$ пз [6] $K n_c \sim 10^{12}$ $1/\text{с}$. За 1 мкс образуются частицы, состоящие в среднем из 10^6 атомов, с размером около 200 Å. К тому же эксперимент [1] не обнаруживает зависимости размера частиц от t_H (пропорционального размеру заряда). Следовательно, рост компактных частиц должен быть ограничен.

Далее предположим, что две частицы при встрече сливаются, если хотя бы одна из них содержит меньше $m_0 \sim 10^3$ атомов, т.е. по размеру ~ 20 Å. В пользу этого имеется несколько доводов [2], в частности резкое уменьшение температуры плавления для более мелких частиц [7]. В течение времени реакции t_r ,

введя единицы времени $\sqrt{t_r/K n_c}$ и концентрации $\sqrt{n_c/K t_r}$, получим

модифицированную систему уравнений Смолуховского:

$$\frac{dn_m}{dt} = 2 \sum_{j=1}^{M_*} F_{j,m-j} n_j n_{m-j} - 2 n_m \sum_{j=1}^{M_*} F_{j,m} n_j + S_{m,1}, \quad (1)$$

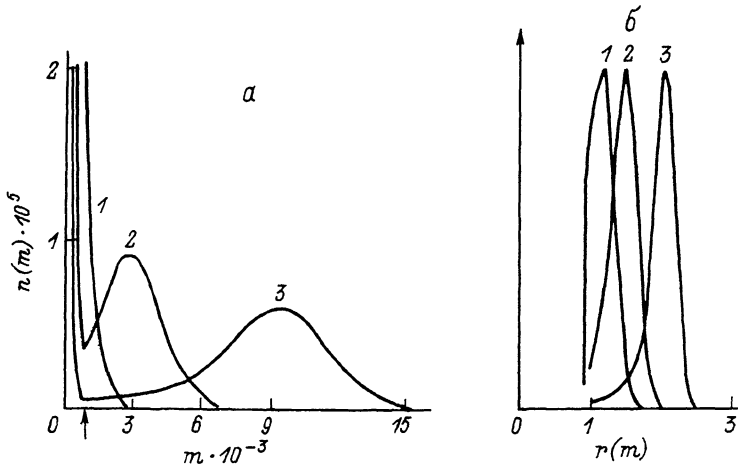


Рис. 2. а) Распределения концентраций по массе для безразмерного времени: $t_1 = \sqrt{m_0} = 31.6$, $t_2 = 100$, $t_3 = 316$. б) Замороженные распределения по размеру, полученные после прекращения реакции в моменты t_1 , t_2 , t_3 , приведенные к одной амплитуде. Граничный размер $r(m_0)$ принят за единицу.

где n_m — концентрация частиц, содержащих m атомов, $M_+ = \min\left(\frac{m}{2}, m_0\right)$, $M_- = m_0$ при $m > m_0$; $M_- = \infty$ при $m < m_0$; $\delta_{m,1}$ описывает равномерное поступление единичных атомов, $F_{j,m} = (r_j + r_m)^2 / 4r_j r_m$ — фактор, учитывающий различие размеров r частиц с массами j и m .

За время $t \sim 5$ вырабатывается распределение $n_m \sim m^{-3/2}$ [8], которое обрезается на границе $m \sim t^2$. Граничная масса m_0 проявится при $t \sim \sqrt{m_0}$. Мелкие частицы ($m < m_0$) продолжают прилипать к большим. Для $m \gg m_0$, раскладывая $n_{m-j} = n_m - j \frac{\partial n_m}{\partial m}$ и считая $f_{j,m-j} = f_{j,m}$, получаем волновое уравнение:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + c \frac{\partial n}{\partial m} = 0, \quad c = 2 \sum_{j=1}^{m_0} j n_j F_{j,m}.$$

Численное решение системы (1) демонстрирует зарождение на границе и распространение волны (рис. 2, а). Скорость волны близка к вычисленной по невозмущенному граничной распределению n_j .

По окончании реакции за время $\Delta t \sim \sqrt{m_0}$, мелкие частицы вымирают и вырабатывается замороженное распределение (рис. 2, б) с довольно узким диапазоном размеров. Значения $t = 31.6, 100, 316$ соответствуют времени химической реакции 1, 10, 100 нс. Истинное время реакции t_r может быть меньше брутто-времени 0,3 мкс, определяемого по окончанию реакции в целом (если реакция идет путем разгорания из горячих точек).

3. Рассмотрим качественно образование агрегатов при кластер-кластерной ассоциации. Пренебрегая для небольших кластеров их полидисперсностью, для концентрации агрегатов A имеем

$$\frac{dA}{dt} = \frac{dP}{dt} - A^2$$

(P - концентрация частиц). По окончании реакции $A \approx 1/t$, $P \sim m_0^{-1/2}$. Среднее число частиц в кластере $Z = P/A \sim t/\sqrt{m_0}$ или, в размерных величинах, t/τ ; $\tau = \sqrt{\frac{t_n m_0}{k n c}}$. При учете гидродинамического расширения время t следует ограничить величиной t_H , так что $Z \leq t_H/\tau \sim 100$ при $t_H = 1$ мкс, $t_n = 100$ нс ($\tau = 10$ нс). Размер кластера $R \sim Z^{1/2} \approx \sqrt{Z} \sim 10$ размеров частицы в согласии с экспериментом. При истинной объемной доле твердой фазы ~ 0.1 рыхлость фрактальной структуры делает вероятным гелеобразование, ограничивающее размер агрегата примерно тем же значением $R \sim 10$. При разлете среды гель порвется. В сохраненных образцах из первоначальных агрегатов собираются структуры следующих порядков, наблюдаемые микроскопически [3].

4. Единичные частицы и кластеры представляют собой „реликты“ химической реакции. Можно ожидать, что более детальные исследования позволят оценить истинное время реакции t_r . Представляет интерес взаимодействие твердой и газовой фаз. На рассмотренные процессы могут влиять фазовые переходы и изменения реологии среды.

Авторы выражают благодарность А.И. Лямкину и В.А. Молокеву за экспериментальные образцы, А.М. Ставеру, В.Ф. Анисичкину, И.Ю. Малькову за полезные обсуждения, В.М. Титову за внимание к работе.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Лямкин А.И., Петров Е.А., Ершов А.П., Саквич Г.В., Ставер А.М., Титов В.М. // ДАН СССР. 1988. Т. 302. С. 611-613.
- [2] Greiner R.N., Phillips D.S., Johnson J.D., Volk F. // Nature. 1988. V. 333. P. 440-442.
- [3] Ставер А.М., Губарева Н.В., Лямкин А.И., Петров Е.А. // Физ. горения и взрыва. 1984. Т. 20. № 5. С. 100-104.
- [4] Жюльен Р. // УФН. 1989. Т. 157. В. 2. С. 339-357.
- [5] Smoluchowski M.V. // Zeitschr. Phys. Chem. 1917. V. 92. P. 129-168.
- [6] Shaw M.S., Johnson J.D. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. P. 2080-2085.
- [7] Stacey T. // Nature. 1988. V. 331. P. 116-117.

Институт гидродинамики
СО АН СССР,
Новосибирск

Поступило в Редакцию
26 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 3

12 февраля 1990 г.

05.2; 08

© 1990

ФАЗОВЫЙ И ДИСТАНЦИОННЫЙ ЭФФЕКТЫ
В ЯДЕРНОМ ГАММА-РЕЗОНАНСЕ ПРИ НАЛИЧИИ
УЛЬТРАЗВУКОВОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

А.С. Л о б к о, Е.Е. Р у б а ц к а я

Изучение распространения мессбауэровского γ -излучения через вещество, подверженное воздействию высокочастотных полей, представляет большой интерес благодаря возможности исследования как динамических процессов в твердом теле, так и характеристик самих ВЧ-полей [1]. Эффекты, возникающие в системах, содержащих более одного мессбауэровского объекта (источника или поглотителя), подверженного воздействию ультразвука, в настоящее время детально исследованы теоретически [2-4], но не имеют достаточного экспериментального подтверждения. Единственный известный нам в этой области эксперимент опубликован в [5].

В настоящей статье представлены результаты первых экспериментов по изучению зависимости интенсивности мессбауэровского γ -излучения, прошедшего через систему из двух поглотителей, подверженных воздействию ультразвука, от разности фаз ультразвуковых колебаний и от расстояния между поглотителями (так называемые фазовый и дистанционный эффекты).

Теоретические расчеты на основе работ [2-4] показывают, что при наличии когерентного ультразвукового возбуждения в тонких поглотителях, отсутствии сверхтонкого расщепления в источнике и поглотителях и равенстве частот и амплитуд ультразвука в обоих модуляторах, частотно-модулированный спектр когерентного мессбауэровского γ -излучения будет представлять собой набор эквидистантных линий с частотами $\omega_n = \omega_0 + n\Omega$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), где ω_0 - частота мессбауэровского γ -перехода, Ω - частота ультразвука, и интенсивностями

$$I_n \sim J_n^2 \left(2k\vec{a} \sin \frac{\theta}{2} \right),$$
$$\theta = \Delta\varphi + \frac{L\Omega}{c}, \quad (1)$$