

**СТАТИСТИЧЕСКИЙ МЕТОД
ПОЛУЧЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛОВ**

*М. А. Гуревич, Г. В. Игнатов, Е. С. Озеров,
Б. И. Сотниченко
(Ленинград)*

Одну из основных трудностей при опытным определении времени задержки воспламенения и времени горения мелких (<50 мк) частиц металлов составляет «привязка» этих характеристик горения к размерам частиц. Обычно порошок делится на относительно узкие фракции и для этих фракций определяются средние величины времени горения и индукции. Полагают, что эти средние величины соответствуют среднему размеру фракции и в лучшем случае оценивают оптимальный метод усреднения.

Получение достаточно узких фракций порошка требует значительных усилий по созданию специальной установки и больших затрат времени. Описанный ниже метод позволяет получить связь между размером и временем индукции (горения) частицы из экспериментов с широкой фракцией порошка.

Основа метода проста: для испытуемой фракции определяются распределение частиц по размерам и распределение по значениям характерного времени. Сравнение законов распределения дает возможность установить связь между размером и временем. В самом деле, если характерное время монотонно возрастает с ростом размера и

$f_{\delta} = \frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{d\delta}$ — плотность распределения частиц по размерам δ (N — число частиц),

а $f_{\tau} = \frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{d\tau}$ — плотность распределения тех же частиц по значениям характерного времени, то

$$f_{\delta} = f_{\tau} \cdot \frac{d\tau}{d\delta},$$

$$\frac{df_{\delta}}{d\delta} = \frac{df_{\tau}}{d\tau} \left(\frac{d\tau}{d\delta} \right)^2 + f_{\tau} \frac{d^2\tau}{d\delta^2}, \quad (1)$$

$$I_{\tau_i} = \int_0^{\tau_i} f_{\tau} d\tau = \int_0^{\delta_i} f_{\delta} d\delta = I_{\delta_i} \quad (2)$$

Из (1) видно, что кажущееся очевидным соответствие размера, при котором плотность распределения частиц по размерам максимальна, времени, при котором максимальна плотность распределения частиц по значениям характерного времени, справедливо только в случае линейной зависимости этого времени от размера. В случае нелинейной зависимости нахождение ее по дифференциальным законам распределения затруднительно.

Такая зависимость легко находится при сравнении интегральных кривых распределения, так как, согласно (2), для соответственных значений времени и размера функции распределения равны между собой.

На этом положении основывается следующий метод эксперимента.

Частицы металла вбрасываются в поток нагретого воздуха, движущегося в канале. Если отсчитывать координату x от места ввода частиц в поток, то по числу частиц N_1 , горевших на участке трубки $(0 \frac{x}{N})$, числу частиц N_2 , горевших на участке трубки от координаты x до конца трубки, и полному числу горевших частиц N , можно найти значения функций распределения частиц по координатам воспламенения I_{x_u} и координатам окончания видимого горения I_{x_n} , соответствующих данному значению:

$$I_{x_u} = \frac{N_1}{N}; \quad I_{x_n} = 1 - \frac{N_2}{N}. \quad (3)$$

Зная числа горевших частиц N_1 , N_2 и N для разных значений координаты x , можно построить кривые распределения $I_{x_u} = I_{x_u}(x_u)$ и $I_{x_n} = I_{x_n}(x_n)$ в пределах значений функций распределения от 0 до 1.

Полученные распределения частиц по координатам воспламенения и погасания соответствуют распределению частиц по размерам $I_{\delta} = I_{\delta}(\delta)$ в исходной пробе порошка. Задаваясь размером частицы, по функциям распределения можно теперь найти

координаты воспламенения x_u и погасания x_n , соответствующие выбранному размеру. По этим координатам при известном законе движения частиц находится время индукции $\tau_u(\delta)$, «полное время жизни» $\tau_n(\delta)$ и время горения $\tau_r(\delta) = \tau_n(\delta) - \tau_u(\delta)$.

Из последнего соотношения видно, что для измерения времени горения должно быть обеспечено надежное определение разности функций распределения

$$I_{x_u} - I_{x_n} = \frac{N_c}{N}.$$

Здесь N_c — число частиц, пролетевших границу x горевшими. Поэтому погрешность в определении τ_r получается меньше, если кроме N_1 и N_2 считать упомянутое число N_c , а полное число частиц вычислять по формуле

$$N = N_1 + N_2 - N_c.$$

Это особенно существенно в том случае, когда время индукции сильно превосходит время горения ($N_c \ll N$), что имело место в описанных ниже опытах. Но даже и такой метод не может избавить от заметной погрешности измерения времени горения, если $\tau_r \ll \tau_u$, так как в конечном счете оно измеряется как малая разность двух больших величин.

Выше предполагалось, что обеспечено воспламенение всех выброшенных в поток газа испытуемых частиц. Возможно, что температура и содержание окислителя таковы, что частицы слишком малых ($\delta < \delta_1$), а в общем случае и слишком больших ($\delta > \delta_2$) размеров в этом потоке не воспламеняются. В таком случае функции распределения по координатам сопоставляются с распределением по размерам горевших частиц

$$\tilde{I}_\delta = \frac{I_\delta(\delta) - I_n(\delta_1)}{I_\delta(\delta_2) - I_\delta(\delta_1)}. \quad (4)$$

Предельные размеры δ_1 и δ_2 (т. е. зависимость предела воспламенения от размера) должны быть определены независимыми опытами.

Схема опытной установки показана на рис. 1.

Газ нагревался в силитовой печи 1, откуда выходил в кварцевую трубу 5 диаметром 15 мм и длиной 700 мм, заключенную в электрически обогреваемый шамотный кожух 6 со смотровой щелью по образующей.

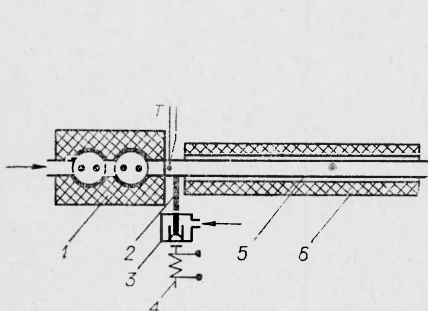


Рис. 1. Схема опытной установки.

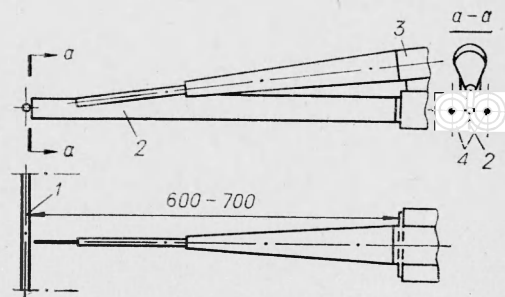


Рис. 2. Схема расположения фотоэлектронных умножителей.

Частицы вбрасывались в нагретый поток газа вибрационным питателем (см. рис. 1), аналогичным предложенному в [1]. Он представлял собой герметичную цилиндрическую камеру 3, дно которой — тонкая мембрана из фосфористой бронзы — могло колебаться под действием вибратора 4. Колебания мембраны приводили к образованию облака из частиц порошка, помещенного в приклеенный к мембране стаканчик. Некоторые из частиц потоком холодного газа выносились через тонкую вертикальную трубку 2 в поток нагретого газа.

Измерительная система установки состояла из трех фотоэлектронных умножителей ФЭУ-19М с блоками питания и трех пересчетных приборов типа ПСТ-100. Два

ФЭУ (рис. 2, 4) располагались на уровне кварцевой трубки. Они были разделены ширмой 2, которая простиралась до самой трубки 1 так, что каждый из ФЭУ «видел» только часть трубки слева или справа от ширмы и соответственно «считал» число частиц, горевших слева (N_1) или справа (N_2) от ширмы. Третий ФЭУ (3) был установлен над двумя первыми и «видел» через щель только узкую зону трубки, равную по ширине толщине ширмы (1,5 мм). Этот ФЭУ «считал» число частиц, воспламенившихся слева и погасших справа от ширмы — число совпадений N_c .

Скорость движения частицы принималась равной средней скорости потока.

Оценка по формуле, использованной в [1] (закон Стокса), показала, что в условиях наших опытов это не приводило к заметным ошибкам. Скорость потока (и, следовательно, скорость частицы) считалась не зависящей от координаты x , так как изменение абсолютной температуры газа в пределах реакционной трубки не превышало 7%.

Средняя скорость потока вычислялась по расходу газа, расход измерялся с помощью градуированных реометров.

Температура потока контролировалась с помощью платино-платинородиевой термопары Т (см. рис. 1) с диаметром спая ≈ 100 мк. Спай термопары располагался на 10 мм выше места выдачи частиц по оси потока. В градуировочных опытах ее показания ставились в соответствие с продольными и поперечными полями температур в трубке при помощи подвижной термопары (на схеме не показана).

Метод был опробован на полидисперсном порошке магния с частицами сферической формы при параметрах потока: средняя температура 850°C , средняя скорость 10 м/сек. На рис. 3 приведены интегральные кривые распределения частиц по размерам, координатам воспламенения и погасания. Полученные в результате обработки зависимости времени индукции и времени горения от квадрата диаметра частиц показаны на рис. 4. Время индукции, как и у других исследователей, оказалось пропорциональным квадрату размера частицы. Что касается времени горения, то оно пропорционально размеру частицы в степени, близкой к 3.

Отметим, что в наших условиях времени горения оказалось в $4\div 8$ раз меньше времени индукции и, следовательно, вычисленное как разность двух больших величин, оно не может претендовать на высокую точность. Конечно, метод сопоставления интегральных кривых распределения может быть использован на установке, предусматривающей независимое измерение распределения частиц по временам.

Заметим, что даже в том случае, когда распределение частиц по размерам в горячей или даже исходной пробе неизвестно, описанный метод позволяет найти связь между временем горения и временем индукции.

Ошибки в сопоставлении размера и времени становятся недопустимо большими при значениях функций распределения, близких к 0 или 1. В «чувствительной» области значений функций распределения главный источник возможных ошибок (кроме отставания частицы от потока, о чем было сказано выше), связан с тем, что такого рода опыты обычно проводятся при невысоких скоростях потока. Течение газа по опытной трубке оказывается ламинарным, и отнюдь не очевидно, что всем частицам можно приписывать среднюю расходную скорость потока. Оценка систематических ошибок производилась расчетным путем в предположении, что вероятность движения частицы с той или иной

скоростью пропорциональна площади соответствующего элементарного сечения. Для реальных условий наших опытов погрешность оказалась меньше 1%.

Экспериментальная проверка состояла в том, что в контрольном опыте наблюдались только частицы, движущиеся на расстоянии не более ± 1 мм от оси трубы. Этим

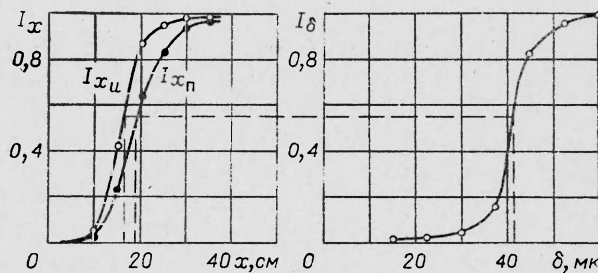


Рис. 3. Интегральные кривые распределения частиц магния по размерам δ , координатам воспламенения x_u и координатам погасания x_n .

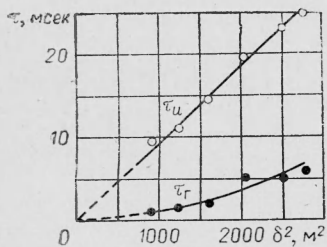


Рис. 4. Зависимость времени задержки воспламенения τ_u и времени погасания τ_n магния в воздухе при 850°C от квадрата размера частицы.

частицам приписывалась скорость вдвое большая расходной. Распределение таких частиц по временам индукции совпало с распределением, полученным методом, описанным в статье.

Поступила в редакцию
23/V 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Friedman, A. Масек. *Combustion and Flame*, 1962, 6, 9.

УДК 662.215.2

СОХРАНЕНИЕ И ИЗУЧЕНИЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ ФЛЮОРИТА В УСЛОВИЯХ ДИНАМИЧЕСКОГО СЖАТИЯ

С. С. Бацанов, Е. М. Малышев, Л. И. Кобец,
В. П. Иванов
(Новосибирск)

В работах [1—6] была показана возможность сохранения монокристаллов MgO и NaCl в условиях динамического сжатия. Взрывное нагружение приводило к разориентировке блоков, увеличению плотности дислокаций и микротвердости.

Целью данной работы было изучение действия ударных волн на монокристаллы флюорита.

Исследование проводилось на полированных пластинках, которые выкалывались по спайности (111) из монокристаллов CaF₂, выращенных комбинированным методом Бриджмена — Стокбаргера и вертикальной зонной плавки [7]. Взрывное нагружение проводилось в плоских ампулах, изготовленных из стали (рис. 1). В качестве взрывчатого вещества использовался насыпной гексоген в количествах 25, 50, 75, 100 и 300 г. Ударное обжатие монокристаллов флюорита проводилось при их предварительном запрессовывании в порошок CaF₂, причем плотность спрессованного порошка составляла около 90% от плотности

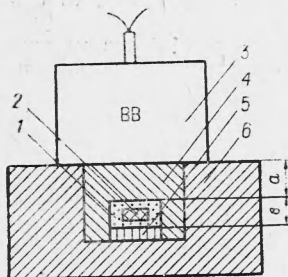


Рис. 1. Схема опыта.

1 — спрессованный порошок CaF₂ ($\sigma=10$ мм); 2 — кристалл флюорита толщиной 3—4 мм, диаметром 10 мм; 3 — стакан со взрывчатым веществом диаметром 60 мм; 4 — стальная ампула ($a=15$ мм); 5 — стальной поршень; 6 — стальная обойма.

монокристалла, что обуславливало малое отличие в их значениях волновых импедансов.

В таблице приведены зависимости давления (в килобарах) в стали на контакте сталь — порошок CaF₂ (с учетом затухания волны) и в порошке ($\lambda=0,9$) и монокристалле CaF₂ от веса ВВ. Давление на контакте ВВ — сталь равно 195 кбар.

Оценка давлений в ударных волнах производилась следующим образом. Известно, что для твердых тел в широкой области динамических давлений скорость ударной волны D есть линейная функция массовой скорости u .

$$D = a + bu.$$

С достаточной степенью точности можно считать [8, 9] a равной скорости звука вещества в нормальных условиях. Измеренная нами

Вещество	Вес ВВ, г			
	25	50	75	100
Сталь	112	133	143	151
Порошок CaF ₂	35	45	49	53
Монокристалл CaF ₂	50	63	69	74