

ставлен как отклик линейной колебательной системы на широкополосное случайное воздействие.

Авторы благодарят Ю. С. Мнацаканяна за помощь в работе, создание поверочных контуров.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Белый, И. Ф. Котиков, А. П. Рябцев и др. ФГВ, 1985, 21, 2.
2. F. G. Buffum, G. L. Dehority, R. O. Slates et al. AIAA J., 1967, 5, 2.
3. М. Кейдалл, А. Стьюарт. Многомерный статистический анализ и временные ряды. М.: Наука, 1976.
4. Д. Бокс, Г. Дженкинс. Анализ временных рядов. Прогноз и управление. Вып. 1. М.: Мир, 1974.
5. В. В. Белый, А. П. Рябцев, В. В. Соловьев и др. ФГВ, 1985, 21, 1.
6. К. И. Артамонов. Термогидроакустическая устойчивость. М.: Машиностроение, 1982.
7. U. Ingard, V. K. Singhal. J. Acoust. Soc. Amer., 1974, 55, 3.
8. П. С. Ланда. Автоколебания в распределенных системах. М.: Наука, 1983.
9. В. И. Тихонов. Статистическая радиотехника. М.: Советское радио, 1966.
10. Ш. Закс. Теория статистических выводов. М.: Мир, 1975.

Поступила в редакцию 12/VI 1986,  
после доработки — 27/XI 1986

### СПЕКЛ-ФОТОГРАФИЯ ГРАДИЕНТОВ ПЛОТНОСТИ В СВОБОДНОМ ПЛАМЕНИ

*Г. Н. Блинков, Р. И. Солоухин, Н. А. Фомин*

*(Минск)*

Для получения данных о градиентах плотности в газовых потоках обычно используются схемы Теплера или сдвиговые интерферометры [1, 2]. При этом интерферометрические измерения требуют дорогостоящей оптики высокого качества, а измерения с использованием схемы Теплера носят качественный характер. Новой перспективной техникой получения количественной информации о величине градиента плотности в газовых потоках является лазерный шпирен-метод (см., например, [3]). Однако этот метод обеспечивает получение информации не по всему полю течения одновременно, а только в одной его точке.

В работах [4—10] показано, что более простая техника, основанная на фотографии спекл-полей, образованных при освещении матовой пластинки лазерным излучением, может давать количественную информацию о градиентах плотности в различных газодинамических течениях. Эта техника оказывается эффективной не только для ламинарных [4—7], но и для турбулентных потоков [8—10] и может успешно использоваться при изучении процессов горения. Техника спекл-фотографии весьма схожа с гальбот-интерферометрией [11], однако превосходит ее по точности, чувствительности и пространственному разрешению.

В настоящей работе демонстрируется возможность одновременного определения методами спекл-фотографии градиентов плотности в свободногорящем пламени при различных направлениях наблюдения. Данные таких одновременных измерений параметров газового потока по различным направлениям наблюдения необходимы для последующего определения локальных газодинамических параметров методами вычислительной томографии [12].

#### Техника спекл-фотографии

При распространении когерентного излучения через диффузно рассеивающий объект или отражении излучения от диффузного отражателя (любая неполированная поверхность) вследствие трехмерной интерференции рассеянное излучение приобретает зернистый характер [13—15].

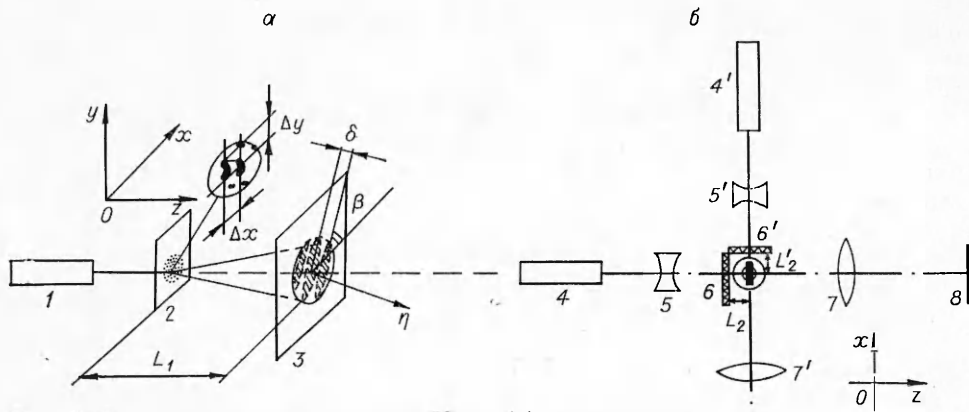


Рис. 1. Схема восстановления полос Юнга (а) и получения спеклограмм (б).

1 — восстанавливающий лазер; 2 — дважды заэкспонированная спеклограмма; 3 — экран для визуализации полос Юнга; 4, 4' — синхронизированные импульсные лазеры; 5, 5' — коллиматоры (расфокусирующие линзы); 6, 6' — матовые пластинки (генераторы спекл-поля); 7, 7' — объективы, проектирующие спекл-поля на фотопластинки 8, 8'.

Размер элементарного «зерна» излучения — спекла — не зависит от свойств диффузного рассеивателя и определяется законами дифракции:

$$\sigma = 1,22\lambda L/D, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — размер спекла (среднестатистический размер либо «светлых», либо «темных» пятен);  $D$  — диаметр освещаемой части отражателя или диаметр объектива;  $L$  — расстояние до точки наблюдения или фокусное расстояние объектива;  $\lambda$  — длина волны излучения. Характерные размеры спекла при использовании лазера в видимой области составляют 1—100 мкм.

В [16] показано, что два идентичных спекл-поля, сдвинутых друг относительно друга на расстояние, равное нескольким диаметрам спекла, и зарегистрированных на одной фотопластинке, создают на ней такое поле почернений, что при освещении каждой точки<sup>1</sup> проявленной фотопластинки (спеклограммы) лучом нерасколлимированного восстанавливающего лазера (например, He—Ne-лазера) каждая пара сдвинутых спеклов на фотопластинке действует как пара отверстий в интерферометре Юнга. На экране, расположенном за спеклограммой (рис. 1, а), возникают прямые эквидистантные интерференционные полосы, которые, однако, в этом случае имеют значительно меньший контраст, чем в классическом интерферометре Юнга, но вместе с тем описываются теми же соотношениями:

$$I(\eta) = I_0 \cos^2 \left( \frac{\pi \Delta \eta}{L_1 \lambda_1} \right). \quad (2)$$

Здесь  $\Delta$  — расстояние, на которое было сдвинуто спекл-поле в данной точке;  $\eta$  — координата в направлении, параллельном сдвигу спекл-поля;  $\lambda_1$  — длина волны «восстанавливающего» лазера;  $L_1$  — расстояние от проявленной спеклограммы до экрана;  $I_0$  — интенсивность света в центре полос Юнга. Поэтому по расстоянию между полосами  $\delta$  и по углу их наклона  $\beta$ , например относительно горизонтальной оси, могут быть однозначно восстановлены смещения спеклов в каждой точке относительно горизонтальной и вертикальной осей в плоскости спеклограммы:

$$\Delta = L_1 \lambda_1 / \delta, \quad \Delta x = \Delta \sin \beta, \quad \Delta y = \Delta \cos \beta. \quad (3)$$

Использование такой техники открывает широкие перспективы для диагностики вибраций поверхностей, определения полей градиента

<sup>1</sup> Размер освещаемой области должен содержать достаточно много пар сдвинутых друг относительно друга спеклов. Обычно это 0,1—1 мм. При использовании спеклов малого размера ( $\sigma \approx 1-2$  мкм) диаметр освещаемой площадки может быть уменьшен фокусировкой лазерного излучения до 10—20 мкм.

плотности и полей скорости в потоках, в том числе и турбулентных газов, жидкостей, плазмы. Действительно, например, для определения поля градиента плотности исследуемого газодинамического течения достаточно сделать две экспозиции спекл-поля на фотопластинке: одну без искажения спекл-поля фазовым объектом, а вторую — спекл-поля, искаженного исследуемым течением. При этом на фотопластинке будут зарегистрированы два смещенных друг относительно друга спекл-поля, причем смещение каждой точки спеклограммы будет определяться градиентом плотности (или, скорее говоря, градиентом показателя преломления) исследуемого объекта вдоль соответствующей траектории лучей, образующих спекл [2]:

$$\begin{aligned}\Delta x &= L_2 \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial x} dz \simeq L_2 K_{\lambda_2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{\partial \rho}{\partial x} dz, \\ \Delta y &= L_2 \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial y} dz \simeq L_2 K_{\lambda_2} \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{\partial \rho}{\partial y} dz.\end{aligned}\quad (4)$$

Здесь  $L_2$  — расстояние от исследуемого объекта до плоскости, в которой фотографируется спекл-поле;  $n$  — показатель преломления;  $\rho$  — плотность;  $K_{\lambda_2}$  — константа Гладстона — Дейла для длины волны зондирующего лазера  $\lambda_2$ ;  $\xi_1, \xi_2$  — координаты вдоль оси  $z$  начала и конца области исследуемой газодинамической неоднородности.

Как отмечено выше, смещение спеклов за счет воздействия на световое поле газодинамического течения может быть определено при восстановлении дважды экспонированной спеклограммы с помощью интерференционных полос Юнга, расстояние между которыми и угол их наклона и определяют искомое поле градиента плотности:

$$\begin{aligned}\int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{\partial \rho}{\partial x} dz &= \frac{\lambda_1 L_1 \sin \beta}{\delta L_2 K_{\lambda_2}}, \\ \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{\partial \rho}{\partial y} dz &= \frac{\lambda_1 L_1 \cos \beta}{\delta L_2 K_{\lambda_2}}.\end{aligned}\quad (5)$$

Как и стандартные оптические методы (схема Теплера, интерферометр, голография), техника спекла дает интегральную по оси  $z$  информацию об исследуемом объекте. Для получения локальных характеристик течения необходимо найти интегралы (5) вдоль ряда различных направлений и использовать методы вычислительной томографии [12]. Вместе с тем, как можно видеть из соотношений (5), в отличие от классических оптических методов, техника спекла позволяет получать количественную информацию о градиенте плотности вдоль каждой из траекторий лучей (в каждой точке на плоскости  $x, y$ ) независимо друг от друга, так как для определения  $\delta$  и  $\beta$  в каждой точке спеклограммы не требуется их знание в соседних точках. Эта важная особенность техники спекла и позволяет использовать ее для исследований сложных турбулентных течений, анализ обычных интерферограмм для которых становится неразрешимой проблемой в связи с необходимостью одновременной расшифровки классических интерферограмм по всему полю течения.

#### Описание установки

Эксперименты по одновременному определению градиентов плотности в свободном пламени вдоль различных направлений методами спекл-фотографии проводились на установке «Спекл-2» Института тепло- и массобмена им. А. В. Лыкова АН БССР. Схема оптической части

установки представлена на рис. 1, б. Два идентичных канала генерации и регистрации спекл-полей расположены под углом  $90^\circ$  друг относительно друга, спекл-поля генерируются в пространстве за матовыми пластинками при освещении их расфокусированным излучением лазеров, в качестве которых используются импульсные рубиновые лазеры установки типа УИГ ( $\lambda_2 = 0,69$  мкм,  $E \approx 0,5$  Дж,  $t \approx 0,5$  мс).

Исследуемый объект во время одной из двух экспозиций спекл-поля помещается вблизи матовой пластинки (на расстоянии  $L_2, L_2'$  от нее) и спекл-поля проектируются объективом на голографическую фотопластинку. В качестве фотоматериалов используются фотопластинки ВРЛ, ФПГВ, «Микрат» и др. Система питания и синхронизации позволяет генерировать спекл-поля в обоих каналах практически одновременно ( $\Delta t \approx 100$  нс). Все оптические элементы системы установлены на оптическом столе установки УИГ. Для расшифровки спеклограммы используется схема измерений, представленная на рис. 1, а, с непрерывным He — Ne ( $\lambda = 0,63$  мкм) или He — Cd ( $\lambda = 0,44$  мкм) лазером.

Схема не требует калибровки, поскольку искомые величины градиентов плотности в газодинамическом течении определяются непосредственно по измеряемым параметрам  $\delta$  и  $\beta$ . Проверить схему и выбор геометрических параметров ( $L_2, L_2'$ , масштаб изображения линзами 7,7') можно при пробном механическом микрометрическом смещении матовой или голографической пластинки вдоль любого из направлений между экспозициями. В этом случае по параметрам  $\delta, \beta$  может быть с высокой точностью ( $\sim 3-5\%$ ) определено смещение пластинки между экспозициями  $\sim 2-1000$  мкм. Точность определения  $\delta, \beta$ , а вместе с ними и искомых конечных параметров может быть значительно (на 2—3 порядка величины) улучшена при использовании автоматизированных систем считывания интерференционных полос Юнга на основе матрично-телевизионной техники и обработки получаемых массивов с помощью микрокомпьютеров [17]. При этом обработка получаемых изображений в таких системах оказывается существенно проще, чем обработка классических интерферограмм, так как в случае спекл-интерферометрии вид интерференционных полос в каждой точке спеклограммы известен заранее — это прямые эквидистантные полосы, описываемые соотношением (2).

### Примеры применения

На рис. 2 схематически представлен пример объекта исследований — свободногорящее пламя спиртовой горелки, фитиль которой ориентирован вдоль оси  $x$  так, чтобы пламя имело несколько различные размеры вдоль различных направлений наблюдения. Размер спекла  $\sim 3$  мкм,  $L_2 = L_2' = 50$  мм. Первая экспозиция спекл-поля производилась в присутствии исследуемого объекта, во время второй пламя отсутствовало. На рис. 3 показаны типичные полосы Юнга, возникающие при восстановлении дважды заэкспонированной спеклограммы. Полосы проектировались на матовую пластинку (экран), расположенную на расстоянии  $L_1 = 500$  мм от спеклограммы. Диаметр гало на экране при этом составлял 140 мм. Визуализированные на матовой пластинке полосы Юнга проектировались с увеличением  $M = 1$  на

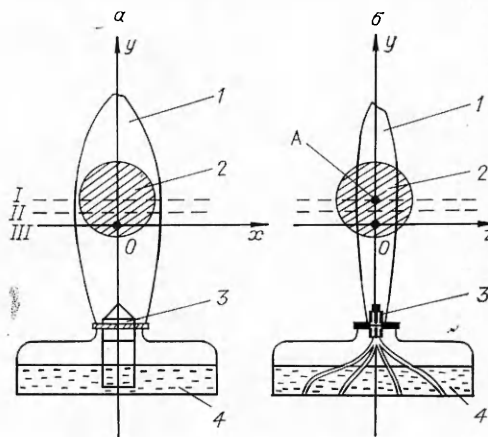


Рис. 2. Схематическая геометрия пламени в различных проекциях и сечениях. 1 — пламя; 2 — область измерений; 3 — фитиль; 4 — спиртовка. а) проекция на плоскость ( $x, y$ ); б) проекция на плоскость ( $z, y$ ).

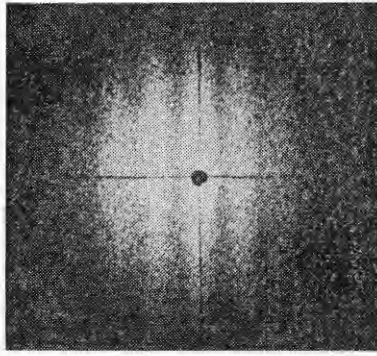


Рис. 3. Образец восстановленных полос Юнга.

фотопластинку, по которой и проводилась их последующая обработка. По полученным спеклограммам могут быть восстановлены градиенты плотности в исследуемом течении в каждой точке плоскостей  $(x, y)$  и  $(y, z)$  с шагом  $\sim 0,1$  мм. Вследствие достаточной «плавности» течения обработка спеклограмм проводилась с шагом 2 мм.

Примеры полученных в различных сечениях пламени градиентов плотности приведены на рис. 4. Слева представлены данные, полученные по каналу, отмеченному индексом (штрихом) на рис. 1, б, а справа — по перпендикулярному направлению. Сечения I—III соответствую

ют штриховым линиям I—III на рис. 2 ( $y = 30, 25, 20$  мм от основания пламени). Измерения проводились для центральной части пламени. Ось симметрии пламени соответствует области с минимальными поперечными градиентами плотности. Для измерений в периферийной области пламени требуется большая, чем это было реализовано в настоящих экспериментах, расфокусированность падающего на матовую пластинку лазерного излучения. При этом энергии лазерного излучения  $\sim 0,5$  Дж достаточно для освещения объектов площадью  $\sim 10 \times 10$  см. Представленные на рис. 4 результаты относятся к ламинарному течению.

Анализ полученных данных показывает, что величина интегралов от градиентов плотности вдоль направления наблюдения в пламени составляет  $0,1-3$  кг/м<sup>3</sup>, при этом поперечные градиенты плотности в пламени оказываются в 5—10 раз больше вертикальных, причем с ростом высоты пламени поперечные градиенты плотности уменьшаются, в то время как вертикальные градиенты, наоборот, возрастают.

Результаты исследований показывают, что техника лазерной спеклофотографии обеспечивает надежное получение количественных данных о

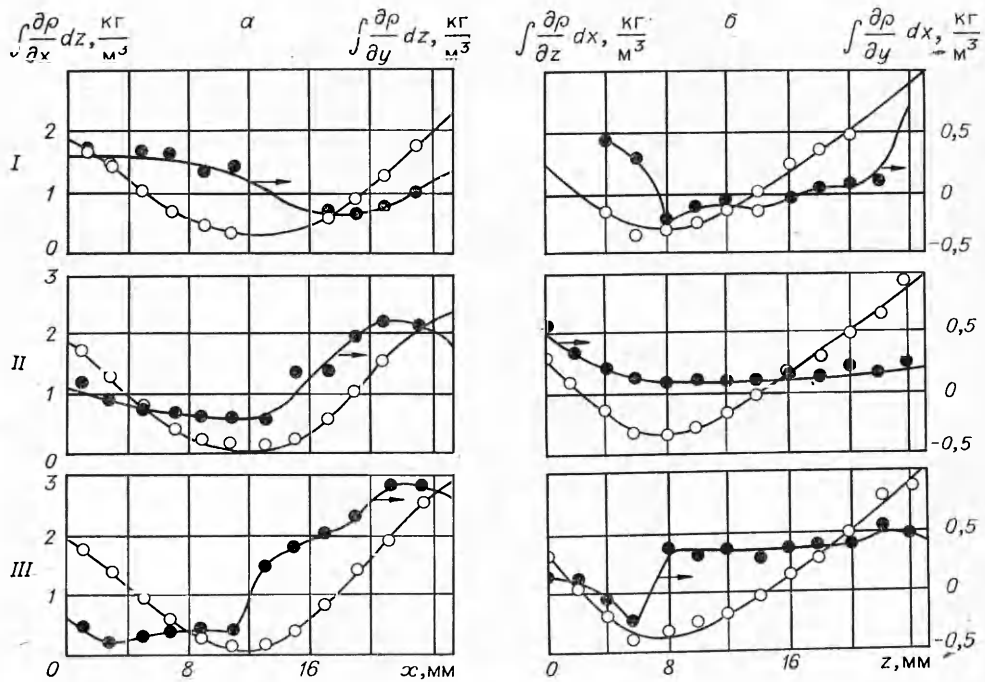


Рис. 4. Градиенты плотности при проекции пламени на плоскость  $(x, y)$  (а) и на плоскость  $(z, y)$  (б).

поле градиента плотности исследуемого потока как в случае ламинарных, так и турбулентных течений [8—10]. В отличие от ламинарной струи, в случае турбулентного потока полосы Юнга удастся получить не во всей области течения. Это может быть связано с тем обстоятельством, что в выбранной геометрии струи присутствуют настолько маломасштабные газодинамические неоднородности, что их характерный размер становится сопоставимым с величиной смещения спеклов ( $\sim 10\text{--}50$  мкм), что с учетом диаметра луча восстанавливающего лазера ( $\sim 1$  мм) и некоторой расфокусированностью изображения струи на фотопластинке (объектив фокусируется на матовую пластинку, отстоящую от струи на расстоянии  $\sim 30\text{--}50$  мм) может приводить к отсутствию преимущественного смещения спеклов в области зондирования спеклограммы лучом восстанавливающего лазера. Вместе с тем отсутствие полос Юнга в той или иной точке исследуемой струи позволяет провести верхнюю оценку характерных масштабов турбулентности течения.

Для больших масштабов турбулентности в потоке возможно их количественное определение по технике, описанной в [18] применительно к обработке теплогограмм. Существенным преимуществом применения техники, аналогичной [18], в случае лазерной спекл-фотографии по сравнению с теньвым методом является отсутствие ограничения для техники спекла на поглощение зондирующего излучения в области газодинамической неоднородности. Действительно, в этом случае поглощение излучения в струе (или пламени) будет приводить лишь к уменьшению «начального» контраста полос Юнга, а их исчезновение (уменьшение контраста до нуля) при смещении в ту или другую сторону двух идентичных спеклограмм одного и того же потока определяет характерный масштаб турбулентности в данной точке исследуемого течения.

В работах [19, 20] показано, что контраст интерференционных полос Юнга при восстановлении дважды экспонированной спеклограммы связан с уровнем турбулентности в исследуемом потоке, что позволяет определять уровни турбулентности течения в  $\sim 0,3\text{--}3\%$ , типичные для «хорошо сбалансированных» пламен и потоков лазерно-активных сред в ГДЛ [21].

### Заключение

В работе продемонстрирована возможность одновременного получения полей градиентов плотности в газодинамическом течении вдоль различных направлений методом спекл-фотографии. Минимальные регистрируемые значения  $\int (\partial\rho/\partial\eta) ds$  могут быть оценены по соотношению  $\delta/(L_2 K_{\lambda_2})$ , что для смещений спекла  $\sim 1 \cdot 10^{-6}$  м и  $L_2 \sim 0,1$  м дает предельную чувствительность спекл-фотографии  $\sim 5 \cdot 10^{-2}$  кг/м<sup>3</sup>. Примерно на порядок более высокую чувствительность (до  $5 \cdot 10^{-3}$  кг/м<sup>3</sup>) можно ожидать при использовании спекл-интерферометрии с когерентным опорным спекл-полем. При этом одна спеклограмма содержит в себе информацию о всем двумерном поле исследуемой величины и может быть получена для проекции каждой точки течения на плоскость фотопластинки без привлечения какой-либо дополнительной информации о параметрах течения в соседних точках.

При исследовании потоков плазмы или реагирующих газов в области протекания химических реакций измеряемые величины  $\delta$  и  $\beta$  будут определяться градиентами электронной плотности  $\int (\partial n_e/\partial\eta) ds$  или плотности отдельных компонентов  $\int (\partial\rho_i/\partial\eta) ds$  и значением констант Гладстона — Дейла для каждого компонента  $K_{\lambda_2}^2$ . Использование двухимпульсных лазеров с импульсами излучения, следующими достаточно

быстро один за другим, позволяет аналогичным образом определить поля величин  $\int (\partial^2 \rho / \partial \eta \cdot dt) ds$ .

Таким образом видно, что спекл-интерферометрия открывает широкие возможности для диагностики потоков жидкости, газа, плазмы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. В. Нестерихин, Р. И. Солоухин. Методы высокоскоростных измерений в газодинамике и физике плазмы. М.: Наука, 1967.
2. W. Merzkirch. Methods in experimental physics/Ed. R. J. Emrich. Vol. 18 A: Fluid Dynamics. New York: Academic Press, 1981.
3. А. П. Зуев, В. К. Ткаченко.— В кн.: Физическая газодинамика: экспериментальное моделирование и диагностика. Минск, 1985.
4. U. Köpf. Opt. Commun., 1972, 5, 347.
5. S. Debrus, M. Francon, C. P. Grover et al. Appl. Opt., 1972, 11, 853.
6. P. V. Farrell, D. L. Hofeldt. Appl. Opt., 1984, 23, 1055.
7. M. S. Sivasubramanian, R. Cole, P. C. Sukaneck. Int. J. Heat Mass Transfer, 1984, 27, 773.
8. У. Вернекинг, В. Мерзкирш, Н. А. Фомин.— В кн.: Тепломассообмен-VII. (Матер. VII Всес. конференции по тепломассообмену, г. Минск, май 21—24, 1984). Минск, 1984.
9. N. A. Fomin, U. Wernekinck, W. Merzkirch. Optical Methods in Dynamics of Fluids and Solids. Berlin Heidelberg: Springer — Verlag, 1985, 159.
10. U. Wernekinck, W. Merzkirch, N. A. Fomin. Experiments in Fluids, 1985, 3, 206.
11. А. С. Борейшо, В. В. Лобачев, А. В. Морозов и др.— В кн.: Физическая газодинамика: экспериментальное моделирование и диагностика. Минск, 1985.
12. В. В. Пикалов, Н. Г. Преображенский. УФН, 1983, 141, 3, 469.
13. Laser Speckle and Related Phenomena/Ed. J. C. Dainty. Berlin: Springer — Verlag, 1984.
14. М. Франсон. Оптика спеклов. М.: Мир, 1980.
15. Р. Джоунс, К. Уайкс. Голографическая и спекл-интерферометрия. М.: Мир, 1986.
16. J. M. Burch, J. M. J. Tokarski. Optica Acta, 1968, 15, 101.
17. R. Erbeck. Appl. Opt., 1985, 24, 3838.
18. M. S. Uberoi, L. S. G. Kovasznaу. J. Appl. Phys., 1955, 26, 1, 19.
19. K. Hinsch, W. Schipper, D. Mach. Appl. Opt., 1984, 23, 4460.
20. W. Arnold, K. D. Hinsch, D. Mach. Appl. Opt., 1986, 25, 3, 330.
21. Р. И. Солоухин, Н. А. Фомин. Газодинамические лазеры на смешении. Минск: Наука и техника, 1984.

Поступила в редакцию 20/XI 1986

### МЕХАНИЗМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СЛОЕВЫХ БИМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ НИКЕЛЬ — ТИТАН, НИКЕЛЬ — АЛЮМИНИЙ

С. Г. Вадченко, А. М. Булаев, Ю. А. Гальченко, А. Г. Мержанов  
(Черноголовка)

Для понимания механизма синтеза неорганических материалов [1], прежде всего закономерностей структурообразования, весьма важным представляется использование модельных систем. С этой целью в настоящей работе экспериментально исследовано взаимодействие в слоевых биметаллических системах никель — титан и никель — алюминий, получаемых электроосаждением никеля на титановые и алюминиевые проволоки. Образование конечных продуктов происходило при их воспламенении и горении, а также на начальных стадиях протекания реакции в изотермических условиях. Интерметаллиды, образующиеся при этом, обладают рядом важных физико-химических и механических свойств, определяющих их применение для создания жаропрочных, коррозионно-стойких конструкционных материалов и покрытий.

К настоящему времени хорошо изучены диаграммы состояния, строение и свойства интерметаллидов [2—4]. Вместе с тем кинетика и механизм образования интерметаллидов изучены недостаточно, особенно на начальных стадиях взаимодействия металлов. Механизм и кинетика