

Рис. 7. СВС-детали из материала Al + 15 Ni, спеченные при объемном нагреве, в засыпке.



пересыщенные эвтектические смеси перемещаются по всему сечению материала с последующей кристаллизацией.

Можно ли уменьшить отрицательный фактор выпотевания жидкой фазы на «холодных» поверхностях прессовки? Как показали наши технологические изыскания, СВС-спекание деталей следует производить в контейнерах с засыпкой пространства между деталью и стенкой оболочки речным песком, глиноземом, что уменьшает, несколько выравнивает тепловой градиент в теле горячей прессовки. В этом новое функциональное назначение засыпок при СВС-консолидации. Спеченные таким образом детали (рис. 7) шихты Al + 15 Ni, Al + 5 Cu + 15 Ni сохраняют форму и размеры в допустимых пределах.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лисовский А.Ф. Миграция расплавов металлов в спеченных композиционных материалах. — Киев: Наукова думка, 1984. — 255 с.
2. Мержанов А.Г. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез: двадцать лет поисков и находок. — Черногоровка, 1989. — 92 с.
3. Шкиро В.М., Боровинская И.П. Капиллярное растекание жидкого металла при горении смесей титана с углеродом // ФГВ. — 1976. — № 6. — С. 945—948.
4. Мержанов А.Г., Боровинская И.П., Володин Ю.Е. О механизме горения пористых металлических образцов в азоте // Докл. АН СССР. — 1972. — 206, № 4. — С. 905—908.
5. Штейнберг А.С., Щербаков В.А. Зондирование пористой структуры образца при безгазовом горении // В кн.: Проблемы структурной макрокинетики. — Черногоровка, 1991. — С. 75—107.
6. Зозуля В.Д. Эксплуатационные свойства порошковых подшипников. — Киев: Наукова думка, 1989. — 285 с.

142432, п. Черногоровка,  
ИСМ РАН

Поступила в редакцию  
19/II 1994,  
после доработки — 5/V 1994

УДК 536.46

Б.Л. Копелиович

#### О РАСПРОСТРАНЕНИИ ВОЛНЫ БЕЗГАЗОВОГО ГОРЕНИЯ В УЗКОМ ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КАНАЛЕ БЕЗ ОТРЫВА ОТ СТЕНОК

В результате численного исследования установлено влияние способа зажигания безгазовой смеси на предельный радиус образца, а также на динамику пульсаций скорости распространения тепловой волны и ее среднее значение в установившемся режиме на пределе горения. Прослеживается влияние слабых теплопотерь на градиенты температуры и глубину превращения в волне безгазового горения, распространяющейся без отрыва от стенок узкого цилиндрического канала.

Продолжение исследования безгазового горения в узком цилиндрическом канале [1] предполагается, что термически толстая инертная оболочка и заключенный в нее безгазовый состав обладают одинаковыми теплофизическими свойствами. Согласно [2], нормированное отношение их тепловых активностей  $\epsilon \approx 1,6$ . Значение параметра  $\alpha_r \approx 1,33 > 1$  [3] соответствует стационарному режиму распространения тепловой волны в адиабатических условиях. Рассматривается предел горения.

© Б.Л. Копелиович, 1995

Постановка задачи. Математическая модель состоит из системы двумерных сопряженных уравнений для смеси ( $\xi > 0$ ,  $0 < \zeta < \zeta_1$ )

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right) + (1 - \eta) \exp[\Theta / (1 + \beta \Theta)] \quad (1)$$

с кинетикой химической реакции 1-го порядка

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \gamma (1 - \eta) \exp[\Theta / (1 + \beta \Theta)] \quad (2)$$

и оболочки ( $\xi > 0$ ,  $\xi_1 < \xi < \xi_2$ ),

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} - \frac{a}{a_f} \left( \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \xi \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right) \right). \quad (3)$$

Использованы безразмерные величины

$$\Theta = (T - T_*)E/RT_*, \beta = RT_*/E, \gamma = cRT_*/QE,$$

$$\tau = t/t_*, \xi = x/l, \zeta = y/l, t_* = cRT_*/QE, k_0 e^{-E/RT_*},$$

$$l = (a_f t_*)^{1/2}, T_* = T_r - RT_*/E^2, T_r = T_n + Q/c,$$

где  $T$  — температура;  $\eta$  — глубина превращения исходного вещества в продукты реакции;  $Q$  — тепловой эффект реакции на единицу массы,  $c$  — теплоемкость;  $a$  — температуропроводность;  $k_0$  — предэкспоненциальный множитель;  $E$  — энергия активации;  $\Theta$  — безразмерная температура;  $\tau, \xi, \zeta$  — безразмерные временная, аксиальная и радиальная координаты; индексы:  $f$  — топливо,  $l$  — инерт,  $n$  — начальный момент, \* — масштабная величина,  $r$  — температура адиабатического горения.

Начальные и граничные условия:

$$\tau = 0: 0 < \zeta < \zeta_2, \Theta = \Theta_n; 0 < \xi < \xi_1, \eta = 0, \quad (4)$$

$$\xi = 0: 0 < \zeta < \zeta_1, \Theta = \Theta_0, \Theta_0 > \Theta_n; \xi_1 < \zeta < \zeta_2, \partial \Theta / \partial \xi = 0, \quad (5)$$

$$\xi \rightarrow \infty: 0 < \zeta < \zeta_2, \Theta = \Theta_n; 0 < \zeta < \xi_1, \eta = 0, \quad (6)$$

$$\zeta = 0: \partial \Theta / \partial \zeta = 0, \quad (7)$$

$$\zeta = \zeta_1: \Theta_f = \Theta_n, \partial \Theta_f / \partial \zeta = (\lambda_i / \lambda_f) \partial \Theta_i / \partial \zeta, \quad (8)$$

$$\zeta = \zeta_2: \partial \Theta / \partial \zeta = 0. \quad (9)$$

Влияние способа зажигания на режим безгазового горения в образце. Смесь с начальной температурой  $\Theta_n$  поджигается с торца полубесконечного цилиндра нагретой до  $\Theta_0$  поверхностью. Параметр индукционного зажигания  $z = (T_0 - T_n) / (T_r - T_n) = 0,38$ . Теплообмен системы с внешней средой отсутствует (9). Поскольку торцевая часть оболочки также остается теплоизолированной (5), волна горения зарождается при более сильном оттоке тепла, чем в случае [1], когда нагреватель воздействует на смесь и торец оболочки. Это оказывает заметное влияние на предельный размер образца, при котором возможно инициирование волны. Постепенное сужение оболочки при неизменной толщине ее стенок ( $\Delta \zeta \approx 567,4$ ) приводит к предельному значению внутреннего радиуса  $\zeta_1^{\text{lim}} \approx 286,5$ , в ~3 раза большему, чем в [1]. Согласно [2], полученная величина  $\zeta_1^{\text{lim}}$  почти на порядок превосходит оценку.

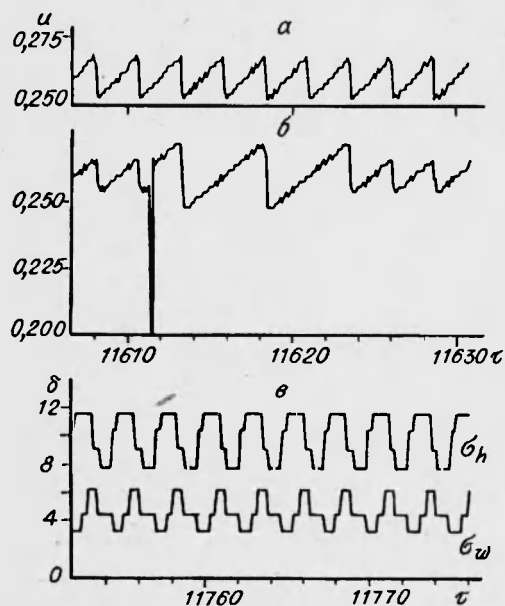
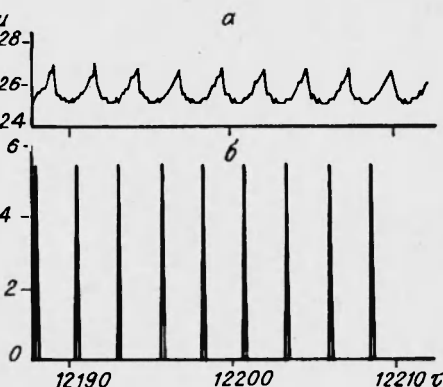
Установившийся автоколебательный процесс горения безгазовой смеси распространяется вдоль оси со средней скоростью  $u$ , которая ближе к адиабатическому значению по сравнению с [1]:  $u_2 / u \approx 1,07$ . Под влиянием

Рис. 1. Структура пульсаций скорости перемещения фронта реакции на оси образца (а) и на границе с инертном (б).

теплопотерь динамика пульсаций скорости перемещения тепловой волны меняется от внутренней области смеси к периферии. Рассмотрим движение фронта реакции, определяемого по максимуму тепловыделения в каждой строке расчетной сетки. Под воздействием слабого оттока тепла он изгибается без отрыва от стенки канала. На оси образца колебания скорости распространения фронта близки к гармоническим (рис. 1, а). Однако с приближением к оболочке на расстоянии порядка ширины зоны реакции  $\delta_w$  процесс горения превращается в чередование всплесков и депрессий (рис. 1, б).

На удалении от оболочки, меньшем  $\delta_w$ , превращение вещества в тепловой волне становится неполным. Если во внутренней области наполнителя изолиния глубины превращения  $\eta = 0,5$  совпадает с положением фронта, то на расстоянии от границы с инертном, меньшем  $\delta_w$ , она начинает отставать от максимума тепловыделения. Пульсации скорости распространения  $\eta = 0,5$  становятся резкими и асимметричными (рис. 2, а). На границе с инертном после срыва устойчивости колебаний возникают зубцы вдвое большей длительности и амплитуды, как показано на рис. 2, б. Их появление можно рассматривать как начальную фазу перестройки структуры пульсаций скорости перемещения изолинии  $\eta = 0,5$  [4, 5]. Колебания величины  $\delta_w$  в зависимости от времени иллюстрирует кривая рис. 2, в.

С выходом волны горения на установившийся режим условия зажигания «забываются». Благодаря большему радиусу образца  $\zeta_1^{max}$  уровень теплопотерь по сравнению с [1] снижается, и это сказывается на режиме распространения тепловой волны. Сопоставляя представленные на рис. 1, 2 временные зависимости с аналогичными зависимостями в [1], можно заметить, что период и амплитуда колебаний скорости в [1] выше примерно вдвое. Подобное изменение динамики колебаний скорости распространения одномерной волны безгазового горения, состоящее в удвоении периода и амплитуды, отмечено в [4, 5], где вследствие нарастания возмущений, когда параметр, связанный с энергией активации, превышал критическое значение. Наблюдаемое изменение установившейся структуры пульсаций наглядно подтверждает, что в рассматриваемом случае возмущения, вызванные теплопотерями, слабее возникающих в [1].



Таким образом, способ зажигания, определяющий уровень потерь тепла на стадии инициирования волны горения, существенно влияет на предельный раз-

Рис. 2. Структура пульсаций скорости перемещения изолинии  $\eta = 0,5$  на расстоянии 0,45 от границы (а), на границе с инертном (б) и значений  $\delta_h$  и  $\delta_w$  (в).

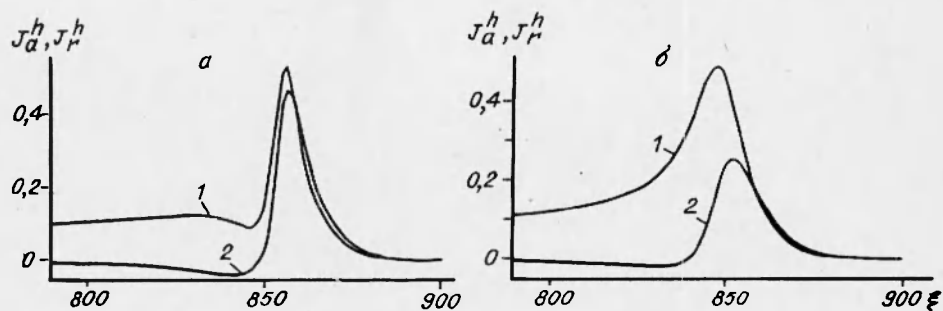


Рис. 3. Составляющие теплового потока  $J_r^h$  (1) и  $J_a^h$  (2) в продольном сечении на расстоянии  $\delta_h$  от границы (а) и на границе с инертном (б).

мер образца, на динамику пульсаций скорости распространения тепловой волны и ее среднее значение в установившемся режиме на пределе горения.

Градиенты температуры и концентрации в волне безгазового горения. Пульсирующий режим безгазового горения означает, что колебаниям подвержены все характеризующие процесс параметры, в том числе значения градиентов температуры и глубины превращения. Рассмотрим тепловые потоки в горящем образце в произвольный момент времени  $t$ . В каждой строке расчетной сетки аксиальная компонента  $J_a^h = -\frac{\partial \Theta}{\partial \xi}$  образует пик с вершиной  $(J_a^h)_{\max}$ , а возникающая на изгибе волны горения радиальная компонента  $J_r^h = -\frac{\partial \Theta}{\partial \zeta}$  — пик с вершиной  $(J_r^h)_{\max}$ . На достаточном удалении от границы с инертном пики совмещены (рис. 3, а) и локализируются на переднем крае зоны реакции. С приближением к оболочке слой исходного вещества, экранирующий фронт реакции от теплопотерь, постепенно сокращается до величины порядка ширины зоны прогрева тепловой волны  $\delta_h$ . На расстоянии от оболочки, меньшем  $\delta_h$ , вершина  $(J_a^h)_{\max}$  смещается относительно  $(J_r^h)_{\max}$  ближе к холодному краю волны горения (рис. 3, б). Расстояние от стенки канала  $\delta_h$  наименьшее, на котором  $(J_a^h)_{\max}$  и  $(J_r^h)_{\max}$  расположены в пределах одного шага расчетной сетки в продольном направлении. Временные пульсации  $\delta_h$  иллюстрирует рис. 2, в.

Используя модель горения безгазовой конденсированной системы (1) — (3) не содержит диффузионных членов. Предполагается, что изменение глубины превращения исходного вещества вызвано только химическими процессами, и в образце не возникает диффузионных потоков компонентов. Вводя вектор  $J^m = -\text{grad } \eta$ , следует оговорить, что он не представляет собой потока продуктов реакции. Аксиальная составляющая вектора  $J_a^m = -\frac{\partial \eta}{\partial \xi}$  и радиальная  $J_r^m = -\frac{\partial \eta}{\partial \zeta}$ , появляющиеся на изогнутом участке фронта, в каждой строке расчетной сетки имеют форму пика. При полном сгорании вещества положение  $(J_a^m)_{\max}$  совпадает с положением  $(J_r^m)_{\max}$  и совмещено с максимумом скорости химической реакции  $W_{\max}$ , соответствующем значению  $\eta = 0,5$  (рис. 4, а). Уменьшение расстояния между фронтом реакции и инертном до размера порядка ширины зоны реакции  $\delta_w$  означает исчезновение непрореагировавшего слоя. На расстоянии от оболочки, меньшем  $\delta_w$ , происходит «разделение»  $(J_r^m)_{\max}$  и  $(J_a^m)_{\max}$ , причем  $(J_a^m)_{\max}$  следует за  $W_{\max}$ , а  $(J_r^m)_{\max}$  — за изолинией  $\eta = 0,5$ . Как показано на рис. 4, б, на границе с инертном  $(J_a^m)_{\max}$  располагается там же, где  $W_{\max}$ , а  $(J_r^m)_{\max}$  отстает за пределы тепловой волны в сторону продуктов неполного сгорания до положения, соответствующего  $\eta = 0,5$ .

Проследим за тем, как изменяются по толщине наполнителя наибольшие величины составляющих векторов  $J^h = -\text{grad } \Theta$  и  $J^m = -\text{grad } \eta$  в

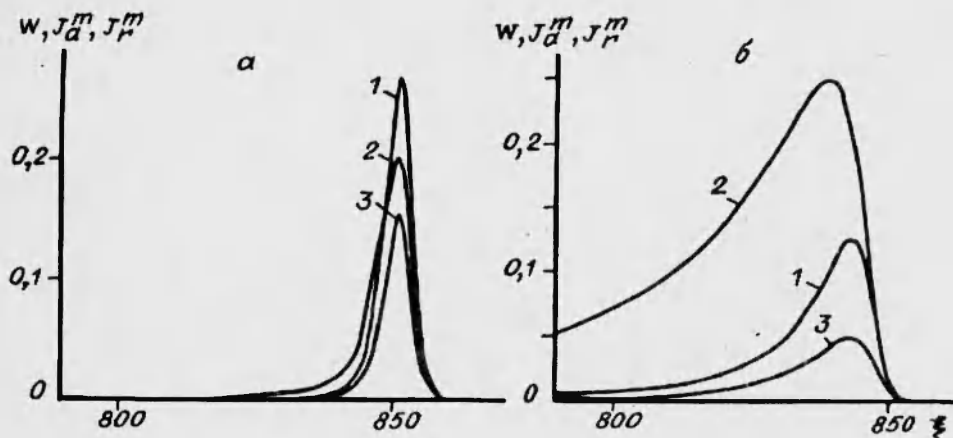


Рис. 4. Значения  $W$  (1),  $J_r^m$  (2) и  $J_a^m$  (3) в продольном сечении на расстоянии  $\delta_w$  от границы (а) и на границе с инертном (б).

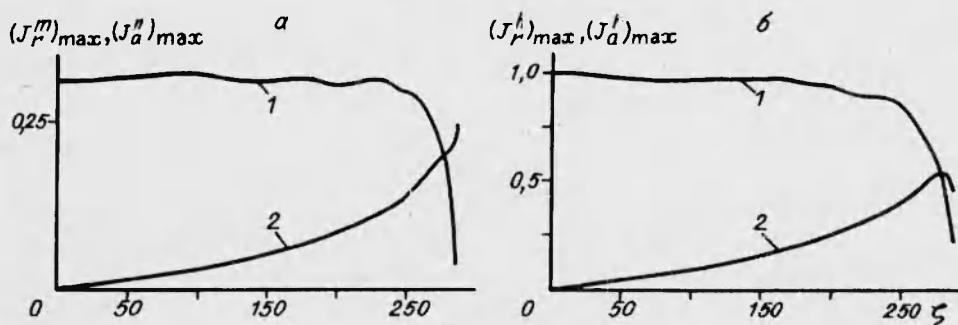


Рис. 5. Распределение по толщине наполнителя.

а — значений  $(J_r^m)_{\max}$  (1) и  $(J_a^m)_{\max}$  (2); б — величин  $(J_r^h)_{\max}$  (1) и  $(J_a^h)_{\max}$  (2).

каждой строке расчетной сетки. На оси образца  $(J_r^m)_{\max} = 0$  и  $(J_a^h)_{\max} = 0$  и возрастают с приближением к оболочке по мере увеличения кривизны волны горения. Однако, если  $(J_r^m)_{\max}$  достигает максимума на границе с инертном (кривая 2, рис. 5, а), то  $(J_r^h)_{\max}$  — на расстоянии  $\delta_n$ , сравнимом с шириной зоны прогрева (кривая 2, рис. 5, б). Составляющие  $(J_r^m)_{\max}$  и  $(J_a^h)_{\max}$  резко снижаются вблизи оболочки (кривые 1, рис. 5). Значения  $(J_r^m)_{\max}$  и  $(J_a^m)_{\max}$  совпадают друг с другом на расстоянии от стенки канала, равном  $-\delta_w$ , где пересекаются кривые 1 и 2 рис. 5, а. Величины  $(J_r^h)_{\max}$  и  $(J_a^h)_{\max}$  становятся равными на удалении  $\delta_n$  от оболочки при пересечении кривых на рис. 5, б.

Автор благодарит Ю.А. Коваленко, предложившего исследование градиентов температуры и глубины превращения в образце, и Б.С. Сеплярского за полезные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Копелиович Б.Л. Влияние слабого теплоотвода на горение безгазовой смеси // ФГВ. — 1993. — 29, № 6. — С. 46—49.
2. Рыбанин С.С., Соболев С.Л. Скорость и пределы горения термически толстого слоя конденсированного вещества при теплообмене с инертной средой // ФГВ. — 1989. — 25, № 5. — С. 16—25.
3. Шкадинский К.Г., Хайкин Б.И., Мержанов А.Г. Распространение пульсирующего фронта экзотермической реакции в конденсированной фазе // ФГВ. — 1971. — 7, № 1. — С. 19—28.

4. Алдушин А.П., Мартемьянова Т.М., Мержанов А.Г. и др. Автоколебательное распространение фронта горения в гетерогенных конденсированных средах // ФГВ. — 1973. — 9, № 5. — С. 613—626.
5. Bayliss A., Matkowsky B.J. Two Routes to Chaos in Condensed Phase Combustion // SIAM J. Appl. Math. — 1990. — V. 50, N 2. — P. 437—459.

220728, г. Минск,  
Институт тепло- и  
массообмена им. А.В. Лыкова

Поступила в редакцию  
24/1 1994,  
после доработки — 7/VII 1994

УДК 535.36

Г.И. Левашенко, В.В. Симоньков

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ САЖИ В ПРОДУКТАХ СГОРАНИЯ УГЛЕВОДОРОДНОГО ТОПЛИВА ПРИ $\lambda = 10,6$ мкм

Проанализированы литературные данные по оптическим постоянным  $n$  и  $\kappa$  сажи в широкой области спектра. Определены значения  $n$  и  $\kappa$  при  $\lambda = 10,6$  мкм путем измерения размеров и концентрации частиц сажи в продуктах сгорания керосина по ослаблению просвечивающего излучения в коротковолновой области спектра и коэффициента поглощения частиц, который пропорционален объемной концентрации частиц и определяется оптическими свойствами сажи.

При сжигании углеводородного топлива наряду с молекулярными газами образуется полидисперсная сажа, размеры частиц и концентрация которой находятся экспериментально. Для определения параметров и оптических характеристик частиц сажи непосредственно в продуктах сгорания топлив необходимо знать значения показателя преломления  $n$  и показателя поглощения  $\kappa$  в широкой области спектра. Обычно  $n$  и  $\kappa$  сажи измеряются по интенсивности поляризованного монохроматизированного излучения, отраженного от поверхности таблетки спрессованной сажи. Величины  $n$  и  $\kappa$  частиц сажи различного происхождения характеризуются большим разбросом, особенно при длинах волн  $\lambda > 2$  мкм (рис. 1).

В [1] получены значения  $n$  и  $\kappa$  в области спектра 1—10 мкм для спрессованных таблеток ламповой сажи с содержанием углерода 99,9 % (рис. 1, 3) и сажи, отобранной из потока продуктов сгорания и содержащей 95 % углерода (рис. 1, 3'). В [2] измерения выполнены в области  $\lambda = 0,43 \div 10$  мкм для сажи, полученной при сжигании ацетилена (рис. 1, 1) и пропана (рис. 1, 1'), спрессованной при давлении  $p = 2800$  кг/см<sup>2</sup>.

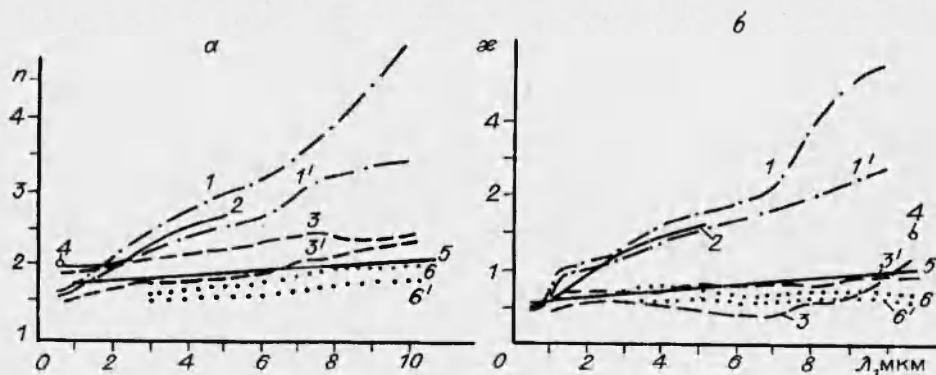


Рис. 1. Оптические постоянные  $n$  (а) и  $\kappa$  (б) сажи.

1, 1' — [2]; 2 — [5, 6]; 3, 3' — [1]; 4 — [4]; 5 — данные настоящей работы с экстраполяцией в сторону коротких волн; 6, 6' — [3].