

Национальная академия наук Беларуси

АНК “Институт тепло- и массообмена
им.А.В.Лыкова” НАНБ

ТЕПЛОМАССОБМЕН ММФ-2000

HEAT/MASS TRANSFER MIF-2000

IV Минский международный форум
(22-26 мая 2000 г.)

Том 5

ТЕПЛОМАССОБМЕН В ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМАХ

Минск 2000

В.И.Мажукин⁽¹⁾, В.В.Носов⁽¹⁾, У.Земмлер⁽²⁾

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВРЕМЕННОЙ ФОРМЫ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ПРОЦЕСС ОБРАБОТКИ МЕТАЛЛОВ

⁽¹⁾Институт математического моделирования РАН, Москва⁽²⁾Общество научно-технического развития, Кемнитц, ФРГ

Традиционно при рассмотрении задач лазерного воздействия на вещество импульс энергии характеризуется тремя основными параметрами – длиной волны излучения, максимальной интенсивностью и длительностью импульса /1/. В то же время существует ряд приложений, где важным является также учет и временной формы импульса. К ним относятся, например, технологии, основанные на фазовых превращениях, такие, как лазерная сварка, резка или сверление. Результаты экспериментальных и теоретических работ, посвященных лазерной сварке стали /2,3/, свидетельствуют о том, что, варьируя распределение энергии в импульсе, можно достичь большей глубины проплавления или уменьшить негативные процессы при кристаллизации.

Корректное решение рассматриваемых задач предполагает точное определение таких величин, как температура поверхности, скорости фазовых фронтов, толщина испаренного и расплавленного слоев. Для непрерывных лазеров и лазерных импульсов прямоугольной формы большой длительности анализ процессов может быть выполнен в стационарном приближении /4/. В противном случае количественное исследование процессов плавления и испарения удается провести только с помощью математического моделирования. Ряд нестационарных эффектов, связанных с взаимодействием фазовых фронтов, при лазерном воздействии на титан исследован в работе /5/.

В данной работе представлены результаты моделирования влияния временной формы лазерного импульса на процессы плавления и испарения в широком диапазоне интенсивности и длительности воздействия.

Постановка задачи и метод решения

Воздействие лазерного излучения достаточно большой интенсивности на поглощающую металлическую мишень вызывает ее нагрев, плавление, испарение, а после окончания лазерного импульса – кристаллизацию и охлаждение, рис. 1. Явления плавления и кристаллизации чистых веществ в простейшем приближении описываются классической задачей Стефана /6/, которая сводится к квазилинейному уравнению теплопроводности в двух подобластях: твердое тело и расплав, разделенных межфазной границей $\Gamma_{sl}(t)$, на которой выписываются дифференциальное условие Стефана и условие непрерывности и постоянства температуры. Учет испарения осуществляется в рамках однофазного варианта задачи Стефана /7/ и приводит к появлению второй подвижной границы раздела фаз $\Gamma_{lv}(t)$ жидкость-пар. Процесс развитого поверхностного испарения на этой границе описывается с помощью трех законов сохранения (массы, им-

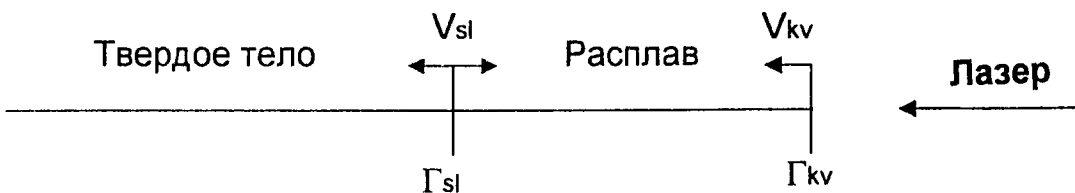


Рис. 1. Схема процессов в задаче лазерного плавления и испарения

пульса и энергии) и двух дополнительных соотношений, характеризующих кинетику фазового перехода и определяемых из приближения Кнудсеновского слоя /8/. Система уравнений и граничных условий задачи имеет вид

$$\frac{\partial(\rho C_p T)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right), \quad x \in (\Gamma_0, \Gamma_{sl}) \cup (\Gamma_{sl}, \Gamma_{lv}) \quad (1)$$

$$x = \Gamma_0 : \quad \lambda \frac{\partial T_s}{\partial x} = 0, \quad (2)$$

$$x = \Gamma_{sl} : \quad \lambda_s \frac{\partial T_s}{\partial x} - \lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial x} = \rho_s L_m V_{sl}, \quad T_s = T_l = T_m, \quad (3)$$

$$x = \Gamma_{lv} : \quad -\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial x} = G - \rho_v L_v V_{lv},$$

$$\rho_l V_{lv} = \rho_v (V_{lv} - u), \quad (4)$$

$$P_l + \rho_l V_{lv}^2 = P_v + \rho_v (V_{lv} - u)^2,$$

$$T_v = T_v(T_l, M), \quad \rho_v = \rho_v(T_l, M),$$

$$t = t_0 : \quad T(x, 0) = T_0. \quad (5)$$

В системе уравнений (1)-(5) использованы следующие обозначения: T – температура, ρ , C_p , λ – плотность, теплоемкость и теплопроводность, V_{sl}, V_{lv} – скорости фронтов плавления и испарения, T_m , L_m – температура и теплота плавления (кристаллизации), L_v – теплота парообразования, T_v , ρ_v , P_v , u – температура, плотность, давление и газодинамическая скорость пара на внешней стороне Кнудсеновского слоя, ρ_s – плотность насыщенного пара, G – интенсивность лазерного излучения. Индексы s и l определяют принадлежность величины к твердой и жидкой фазам соответственно. При испарении в вакуум число Маха $M=1$, и $T_v=0.633T_l$, $\rho_v=0.326\rho_s/8$. Полное решение задачи плавления-испарения, описываемой в приближении нестационарной задачи Стефана (1)-(5), состоит из двух этапов: простого нагрева тела без фазовых превращений и нагрева, сопровождающегося фазовыми переходами твердое тело – жидкость и жидкость – пар.

Алгоритм численного решения задачи основан на методе динамической адаптации, позволяющем эффективно решать задачи с подвижными границами /9/. Метод основан на переходе в произвольную нестационарную систему координат, осуществляемом с помощью замены переменных $x=x(q,t)$, $t=\tau$, $\partial x/\partial q = \psi/\rho$, а конкретный вид преобразования определяется зависящей от решения функцией преобразования Q . В новой системе координат задача (1)-(5) имеет вид

$$\frac{\partial(H\psi)}{\partial \tau} = -\frac{\partial W}{\partial q} - \frac{\partial(QH)}{\partial q}, \quad H = c_p T, \quad W = -\frac{\rho \lambda \partial T}{\psi \partial q}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial \tau} = -\frac{\partial Q}{\partial q}, \quad Q = -D \frac{\partial \psi}{\partial q}, \quad q \in (q_0, q_{sl}) \cup (q_{sl}, q_{lv}), \quad (7)$$

$$q = q_0 : \quad W_s = 0, \quad Q = 0, \quad (8)$$

$$q = q_{sl} : \quad W_l - W_s = \rho_s L_m V_{sl}, \quad T_s = T_l = T_m, \quad Q_{sl} = -\rho_s V_{sl}, \quad (9)$$

$$q = q_{lv} : \quad W_l = G - \rho_l L_v V_{lv}, \quad \rho_l V_{lv} = \rho_v (V_{lv} - u), \quad P_l + \rho_l V_{lv}^2 = P_v + \rho_v (V_{lv} - u)^2, \quad (10)$$

$$Q_{lv} = -\rho_l V_{lv},$$

$$\tau = \tau_0 : \quad T(q, 0) = T_0, \quad (11)$$

Коэффициент D в уравнении (7), имеющий смысл коэффициента диффузии, определяет скорость перераспределения узлов в изменяющихся фазовых подобластях и выражается через параметры задачи. Дискретизация дифференциальной задачи (6)-(11) выполняется с помощью метода конечных разностей, а система нелинейных разностных уравнений на каждом шаге по времени решается с помощью алгоритма с вложенными итерационными циклами. Все расчеты, первичная обработка и анализ результатов выполнялись с помощью пакета программ Lastec-1.

Анализ результатов моделирования

Рассмотрим ряд нестационарных эффектов, связанных с лазерным плавлением и испарением, на примере образца стали. В расчетах использованы следующие значения параметров этого материала /2/: $T_m=1685\text{K}$, $T_b=3023\text{K}$, $\rho=7.9\text{г/см}^3$, $\lambda=0.15\text{Вт/(см}\cdot\text{К)}$, $C_p=0.45\text{ Дж/(г}\cdot\text{К)}$, $L_m=0.273\text{кДж/г}$, $L_v=6.1\text{кДж/г}$, $T_0=300\text{K}$. Толщина рассматриваемого образца бралась равной 0.5см . Диапазон интенсивности и длительности воздействия выбирался типичным для процессов лазерной сварки и сверления: $G_0=3\cdot 10^4\text{--}10^7\text{Вт/(см}\cdot\text{К)}$, $\tau=10^6\text{--}10^2\text{с}$. Для каждой интенсивности и длительности рассматривались два импульса, отличающиеся временной формой: прямоугольный $G(t)=G_0$, $t\in[0,\tau]$ и гауссовский $G(t)=G_0\exp(-((t-t_0)/\tau)^2)$, $t\in[0,3\tau]$, $t_0=1.5\tau$, для которого параметр τ задает ширину на полувысоте. При сравнении результатов расчетов прямоугольному импульсу с интенсивностью G_0 ставился в соответствие гауссовский импульс с интенсивностью $1.13G_0$, при этом величина энергии каждого из импульсов составляет $E=G_0\tau$. Поглощательная способность поверхности A полагалась равной 1. Реальное значение этого параметра составляет примерно $A=0.3$ /2/, то есть указанный диапазон G_0 соответствует диапазону интенсивности на выходе лазерной установки $\approx 10^5\text{--}3\cdot 10^7\text{Вт/см}^2$.

Результаты расчетов при $G_0=10^6\text{Вт/см}^2$, $\tau=1\text{мс}$ для импульсов прямоугольной и гауссовской формы представлены на рис. 2-5. Как хорошо видно на рис. 2, при воздействии прямоугольного импульса система выходит на стационар – скорость плавления V_{sl} в начальный момент резко возрастает, а затем асимптотически стремится к постоянному значению сверху, тогда как скорость испарения V_{iv} монотонно приближается к этому же значению снизу /5/. Отрицательная ветвь на кривой V_{sl} соответствует кристаллизации. При воздействии импульса гауссовской формы, рис. 3, зависимости скоростей оказываются качественно отличными. Интересной особенностью является синхронное возрастание скоростей обоих фронтов после начала развитого испарения: фронт испарения по мере увеличения скорости "разгоняет" фронт плавления. Графики температуры поверхности для этих же расчетов представлены на рис. 4. Распределение температуры в обоих случаях повторяет распределение интенсивности в лазерном импульсе, а излом на нисходящей ветви графиков соответствует моменту окончания кристаллизации.

Временные графики толщины жидкой фазы H_l для двух разных импульсов приведены на рис. 5. Толщина расплава для прямоугольного импульса соответствует стационарному плавлению и имеет лишь небольшой пик после окончания импульса. Для гауссовского импульса распределение толщины фронта бимодально, а максимальное значение, достигаемое после окончания импульса, более чем в два раза превосходит стационарное значение. Аналогичные графики для воздействия той же длительности с уменьшенной и увеличенной интенсивностью показаны на рис. 6, 7. При меньшей интенсивности, рис. 6, кривые для обоих импульсов схожи между собой и соответствуют режимам обычного плавления и кристаллизации, без испарения. При большей интенсивности, рис. 7, нестационарный профиль толщины жидкой фазы для гауссовского импульса становится ярко выраженным, а максимальная толщина расплава более чем в 10 раз превосходит толщину расплава для импульса прямоугольной формы.

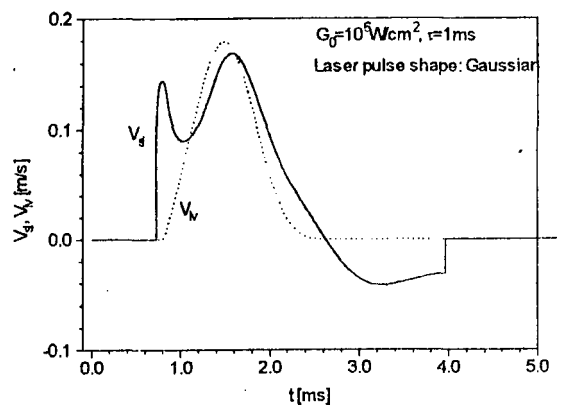
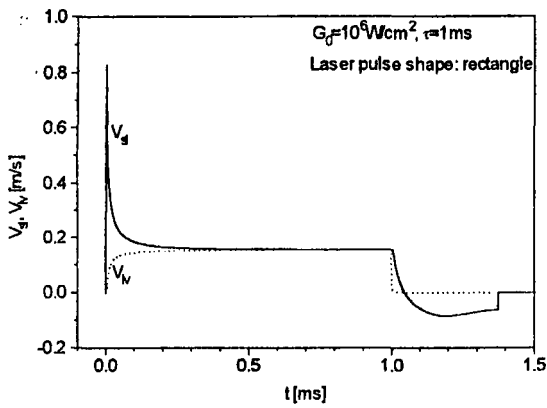


Рис. 2. Зависимости скоростей плавления $V_{sl}(t)$ и испарения $V_{lv}(t)$ для воздействия прямоугольного лазерного импульса

Рис. 3. Зависимости скоростей плавления $V_{sl}(t)$ и испарения $V_{lv}(t)$ для воздействия гауссовского лазерного импульса

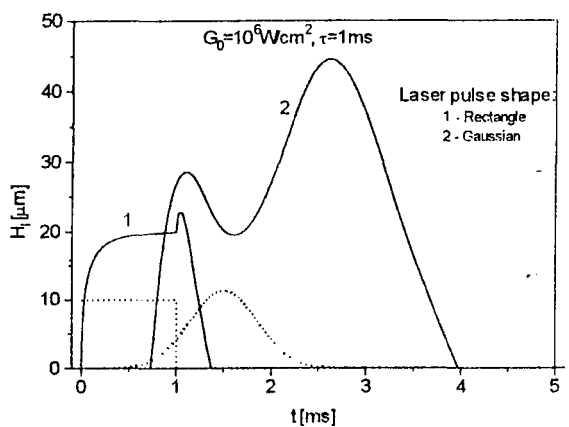
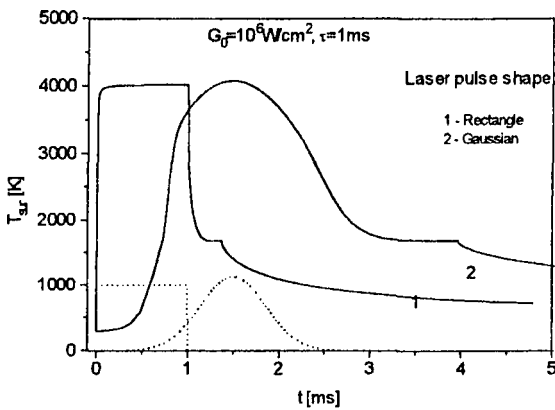


Рис. 4. Зависимости температуры поверхности $T(t)$ для воздействия прямоугольного и гауссовского лазерных импульсов

Рис. 5. Толщина расплава $H_l(t)$ для воздействия прямоугольного и гауссовского лазерных импульсов, $G_0 = 10^6 \text{ Вт/см}^2$

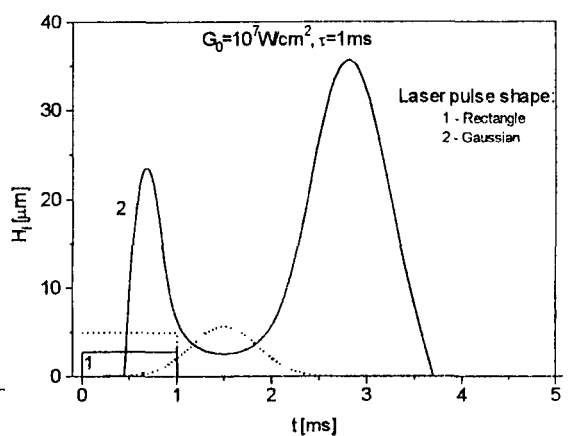
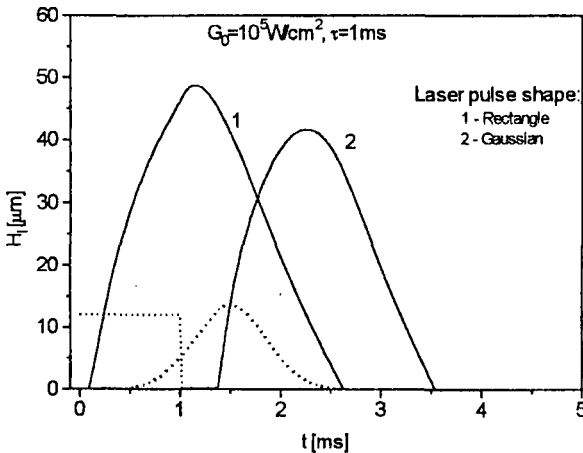


Рис. 6. Толщина расплава $H_l(t)$ для воздействия прямоугольного и гауссовского лазерных импульсов, $G_0 = 10^5 \text{ Вт/см}^2$

Рис. 7. Толщина расплава $H_l(t)$ для воздействия прямоугольного и гауссовского лазерных импульсов, $G_0 = 10^7 \text{ Вт/см}^2$

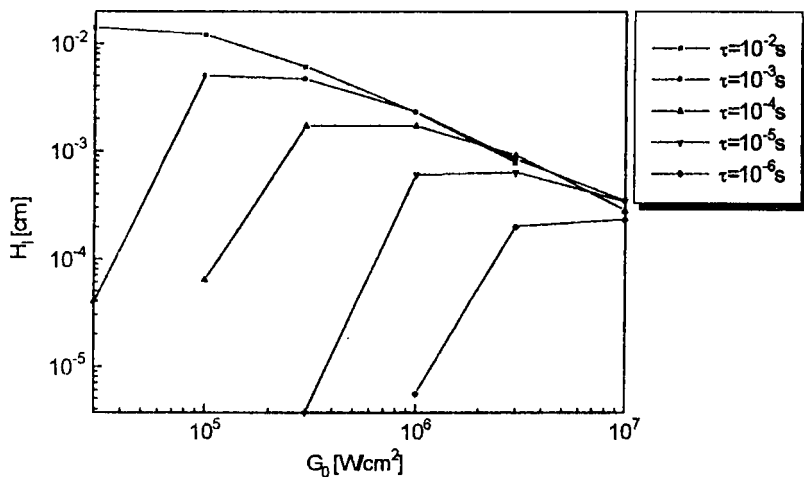


Рис. 8. Зависимости толщины расплава $H_l(G_0)$ при различной длительности прямоугольного лазерного импульса

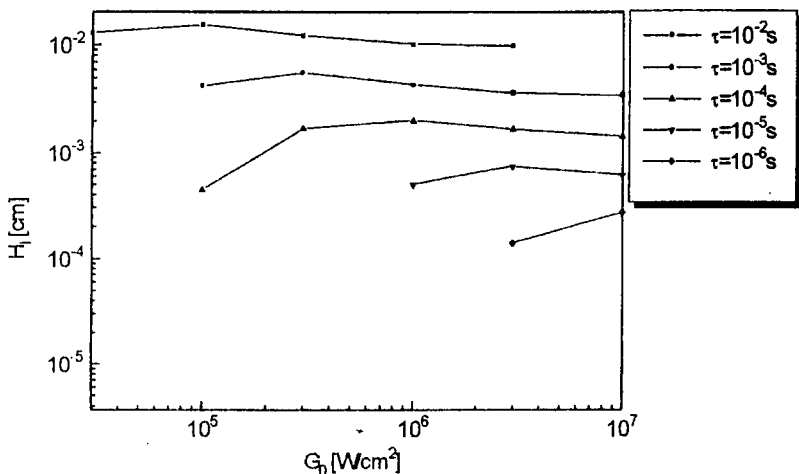


Рис. 9. Зависимости толщины расплава $H_l(G_0)$ при различной длительности гауссовского лазерного импульса

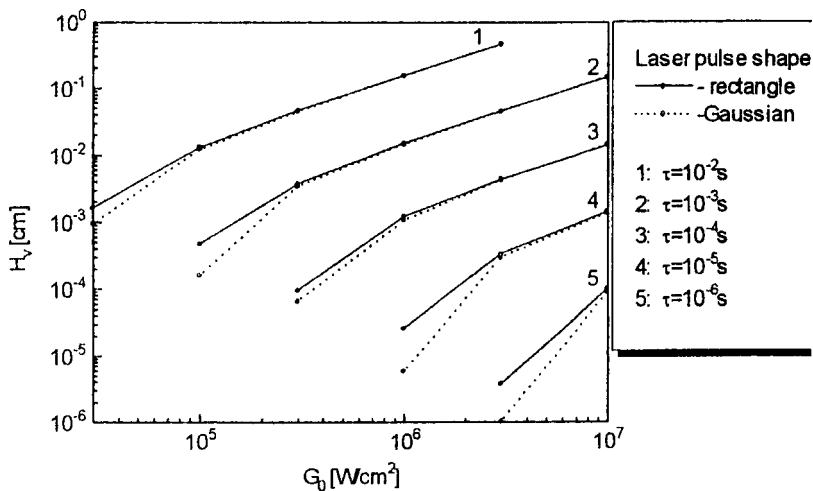


Рис. 10. Зависимости толщины испаренного слоя $H_v(G_0)$ при различной длительности для прямоугольного и гауссовского лазерных импульсов

Рассмотрим, как изменяется максимальная толщина расплава при воздействии импульсов различной интенсивности и длительности. Для прямоугольных импульсов, рис. 8, с увеличением интенсивности G_0 при неизменной длительности максимальная толщина расплава сначала возрастает, проходит через максимум, а затем линейно убывает. При этом для достаточно большой интенсивности максимальная толщина расплава уже не зависит от длительности, так как достигаемое стационарное значение определяется только величиной G_0 . Для гауссовских импульсов, рис. 9, наблюдается существенно отличная картина. При постоянной длительности с увеличением G_0 максимум толщины расплава остается практически неизменным (графики почти горизонтальные), а при фиксированном G_0 с увеличением длительности значение этой величины возрастает пропорционально $\sim \sqrt{\tau}$. В то же время количество испаренного вещества практически не зависит от формы импульса, рис. 10, и определяется величиной энергии импульса.

В итоге, выполненные исследования свидетельствуют о важности учета временной формы импульса при исследовании режимов воздействия, связанных с плавлением и испарением. В частности, при переходе от импульса с постоянной интенсивностью к импульсу гауссовской формы значительно меняется динамика ряда параметров процесса, прежде всего скорости фронта плавления и толщины расплава. Максимальная толщина расплава в этом случае достигается после окончания импульса и оказывается на 1-2 порядка большей, чем значение стационарной оценки по максимальной интенсивности. В то же время, стационарное приближение является достаточно точным для определения толщины испаренного слоя во всем рассмотренном диапазоне параметров воздействия.

Литература

1. Н.Н.Рыкалин, А.А.Углов, Зуев И.В., Кокора А.Н. Лазерная и электронно-лучевая обработка материалов. М.: Машиностроение, 1985.
2. H.N.Branch, D.C.Weckman, H.W.Kerr. Effect of pulse shaping on Nd-YAG Spot welding in Austenitic Stainless Steel// Welding Research Supplement, 1994, p. 141-151.
3. P.S.Mohanty, A.Kar and J.Mazumder. A modeling study on the influence of pulse shaping on keyhole laser welding// J. Laser Applications. 1996, v. 8, p. 291-297.
4. С.И.Анисимов, Я.А. Имас, Г.С. Романов, Ю.В.Ходыко. Воздействие лазерного излучения большой мощности на металлы. М.: Наука, 1970.
5. А.А. Углов, И.Ю.Смуров, А.М. Лашин, А.Г.Гуськов. Моделирование теплофизических процессов импульсного лазерного воздействия на металлы. М.: Наука, 1991.
6. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Мир, 1964.
7. Masters J.I. //J. Appl.Phys, 1956, v.27, p. 477-484.
8. Мажукин В.И., Грудковский П.А., Самохин А.А. // Математическое моделирование, 1994, т.6, с. 3-10.
9. Mazhukin V.I., Samarskii A.A. // Surveys on Mathematics for Industry, 1994, v.4, p. 85-149.