
УДК 538.9
ББК 22.36
Г 12

Гаврилов А.И.

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики Кубанского государственного технологического университета, тел. (861) 255-85-32, e-mail: GavrilovAI@mail.ru

Москаленко Ф.В.

Старший преподаватель кафедры физики Кубанского государственного технологического университета, тел. (861) 255-85-32, e-mail: moskalenko_fedor@mail.ru

Хлопова Т.П.

Кандидат педагогических наук, доцент кафедры физики Кубанского государственного технологического университета, тел. (861) 255-85-32, e-mail: shtale@yandex.ru

**Траектории частиц стеклообразующих материалов
при получении заготовок для световодов парофазным осаждением
(Рецензирована)**

Аннотация

В рамках разрабатываемой модели MCVD-технологии производства световодов получены траектории частиц стеклообразующих материалов. Анализируются особенности осаждения и изменения температуры на траекториях при смешанном конвективно-термофоретическом механизме.

Ключевые слова: MCVD-технология, моделирование, траектория частиц конденсата.

Gavrilov A.I.

Candidate of Physics and Mathematics, Associate Professor of Physics Department at Kuban State University of Technology, ph. (861) 255-85-32, e-mail: GavrilovAI@mail.ru

Moskalenko F.V.

Senior Lecturer of Physics Department at Kuban State University of Technology, ph. (861) 255-85-32, e-mail: moskalenko_fedor@mail.ru

Khloпова T.P.

Candidate of Pedagogy, Associate Professor of Physics Department at Kuban State University of Technology, ph. (861) 255-85-32, e-mail: shtale@yandex.ru

**Particle trajectories of glass-forming materials upon receipt of glass blanks
for optical fiber by vapor-phase deposition**

Abstract

The particle trajectories of glass-forming materials have been obtained within the framework of the developed MCVD technique of fiber manufacturing. Precipitation features and temperature changes on the trajectories are analyzed for the mixed convective-thermophoretic mechanism.

Key words: MCVD-technology, modeling, trajectories of condensate particles.

Успех в моделировании производства заготовок для световодов методом осаждения из паровой фазы (MCVD-технология [1]) во многом связан с реалистичностью предположений, положенных в основу анализа теплообмена. В континуальной конвективной модели осаждения обобщения приводят к следующей системе уравнений гидродинамики и теплообмена для парофазной смеси, продуваемой через цилиндрическую вращающуюся кварцевую трубку (рис. 1):

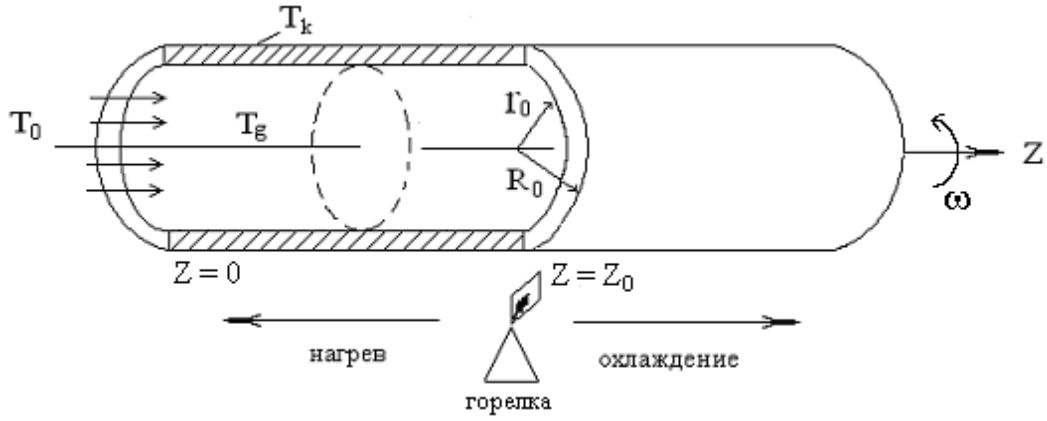


Рис. 1. Постановка задачи теплообмена

$$\frac{\partial}{\partial r}(rv_r) + \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial}{\partial z}(rv_z) = 0; \quad (1)$$

$$v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi^2}{r} + v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \Pi}{\partial r} + \beta_m g \cdot \cos \varphi \cdot (T - T_m) + v(\Delta v_r - \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} - \frac{v_r}{r^2}); \quad (2)$$

$$v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{v_r v_\varphi}{r} + v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_m} \cdot \frac{\partial \Pi}{r \cdot \partial \varphi} - \beta_m \cdot g \cdot \sin \varphi \cdot (T - T_m) + v \cdot \left(\Delta v_\varphi + \frac{2}{r^2} \cdot \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\varphi}{r^2} \right); \quad (3)$$

$$v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial v_z}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_m} \frac{\partial \Pi}{\partial z} - \beta_m \cdot g \cdot r \cdot \cos \varphi \frac{\partial T_m}{\partial z} + v \Delta v_z \quad (4)$$

$$\left(v_r \frac{\partial T_g}{\partial r} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial T_g}{\partial \varphi} + v_z \frac{\partial T_g}{\partial z} \right) = \frac{\lambda_g}{\rho_g C_{pg}} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_g}{\partial r} \right). \quad (5)$$

Уравнения (2) – (4) учитывают естественную конвекцию, записаны в приближении Буссинеска при обычных упрощениях для длинных труб [1]. Обозначено:

$$\Pi = p + \rho_m \cdot g \cdot r \cdot \cos \varphi \quad (6)$$

квазидавление (ρ_m – плотность смеси при среднемассовой температуре);

$$\Delta = \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2}. \quad (7)$$

Остальные обозначения стандартные для подобных задач [1] (см. также рисунок 1); величины с индексом «g» и «k» относятся к газу и кварцу, соответственно.

Граничные условия:

$$r = r_0; \quad T_g = T_k; \quad \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} = \lambda_k \frac{\partial T_k}{\partial r}; \quad (8)$$

$$v_r = 0; \quad v_z = 0; \quad v_\varphi = \omega r_0; \quad (9)$$

$$z = -\infty; \quad T_g = T_0. \quad (10)$$

Подобная задача решалась в упрощенной постановке [1] для постоянной плотности радиального теплового потока на поверхности трубки и в пренебрежении теплоемкостью и теплопроводностью опорной трубки. Однако в реальных технологических условиях эти ограничения не соблюдаются. Будем искать решение системы (1) – (5) методом разложения по малому параметру [2]

$$\varepsilon = \frac{4Gr}{Re^2}, \quad (11)$$

где число Грасгофа (β_m – объемная сжимаемость, ν_g – кинематическая вязкость)

$$Gr = \frac{r_0^5 \cdot \beta_m \cdot g \cdot q^2(z)}{\lambda_g^2 \cdot T_0 \cdot \nu_g^2}, \quad (12)$$

число Рейнольдса (v_0 – осевая скорость вдали от горелки)

$$Re = \frac{v_0 \cdot r_0}{\nu_g}. \quad (13)$$

Плотность радиального теплового потока на поверхности $q(z)$ находилась из приближенного решения задачи теплообмена без учета естественной конвекции путем сопоставления решения с экспериментально установленным распределением температуры на внешней поверхности трубки. В дальнейшем полученный результат используется в качестве нулевого приближения.

Было получено следующее представление [2]:

$$q(z) = \frac{\lambda_k \cdot T_0}{r_0} \Psi(z), \quad (14)$$

где $\Psi(z)$ – установленная функция, изображенная (для одного из возможных наборов теплофизических параметров) на рисунке 2.

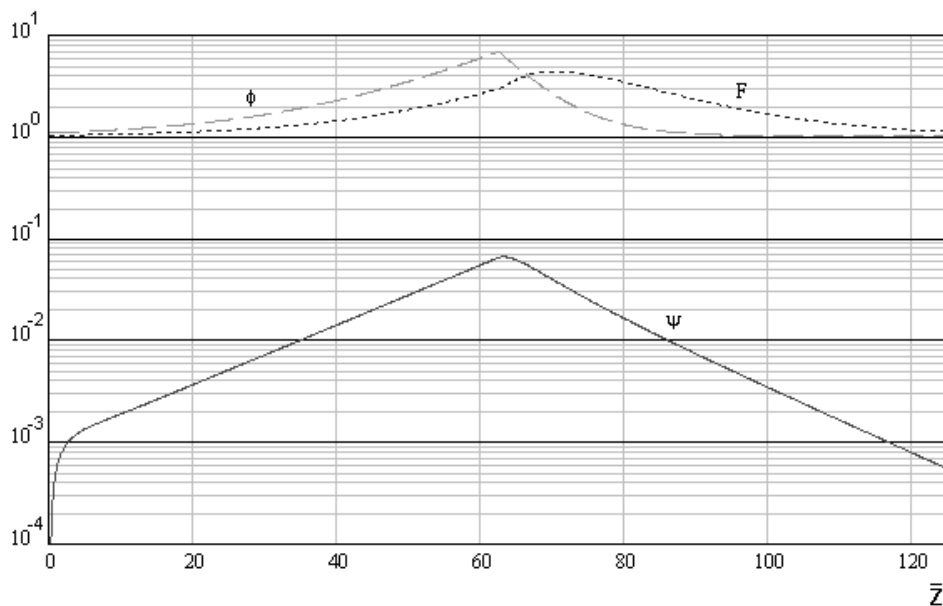


Рис. 2. Определяющие функции нулевого приближения ($Re=4,8$)

В качестве нулевого приближения по ε принималось:

1) для скорости

$$v_r^{(0)} = 0; \quad v_\varphi^{(0)} = \omega \cdot r; \quad v_z^{(0)} = v_0 \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right]; \quad (15)$$

2) для температуры

$$\bar{T}^{(0)} = \frac{T_g^{(0)}}{T_0} = F(\bar{z}) (1 - 3\bar{r}^2 + 2\bar{r}^3) + \bar{r}^2 \{ (2\bar{r} - 3) [\Psi(\bar{z}) \ln(1 + \delta) - \varphi(\bar{z})] - (1 - \bar{r}) \Lambda \Psi(\bar{z}) \}. \quad (16)$$

Здесь $F(\bar{z})$, $\varphi(\bar{z})$ также известные функции нулевого порядка (см. рисунок 2).

Приняты обозначения:

$$\bar{r} = \frac{r}{r_0}; \quad \bar{z} = \frac{z}{r_0}; \quad \Lambda = \frac{\lambda_k}{\lambda_g},$$

число Прандтля

$$\text{Pr} = \frac{v_g C_{pg} \rho_g}{\lambda_g}, \quad (21)$$

параметр вращения трубки

$$N_\Omega = \frac{\omega \cdot r_0^2}{v_g}. \quad (22)$$

Поля скорости и температуры с учетом первого приближения представлены на рисунках 3 – 7.

Полученные результаты свидетельствуют о существенном влиянии естественной конвекции как на поле скорости, так и на поле температуры. Учет радиальной и азимутальной составляющих скорости потока приводит к принципиально иной картине осаждения частиц стеклообразующих материалов, взвешенных в потоке газа. Очевидно, что термофоретический дрейф частиц к поверхности трубки со скоростями $v_d \approx 1 \frac{cM}{c}$ может быть существенным фактором только при рассмотрении непосредственно осаждения. Для частиц удаленных от поверхности термофорез проявляется лишь как тенденция.

Данный вывод подтверждается видом траекторий выделенных малых объемов газа при их движении вдоль трубки, а также характером изменения температуры этих объемов.

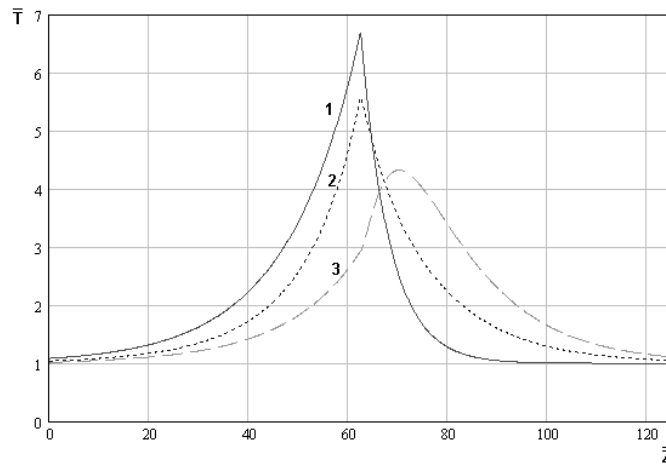


Рис. 3. Зависимость безразмерной температуры от осевой координаты для некоторых \bar{r} :

1) $\bar{r} = 1$; 2) $\bar{r} = 0,5$; 3) $\bar{r} = 0$

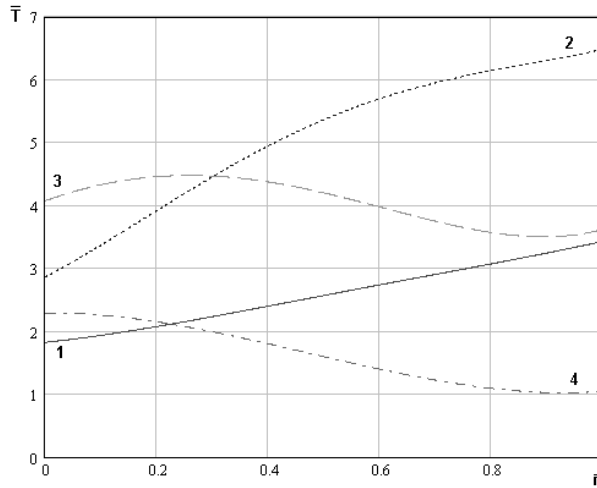


Рис. 4. Зависимость безразмерной температуры от радиуса для некоторых значений \bar{z} :
 1) $\bar{z} = 50$; 2) $\bar{z} = 62$; 3) $\bar{z} = 67$; 4) $\bar{z} = 90$

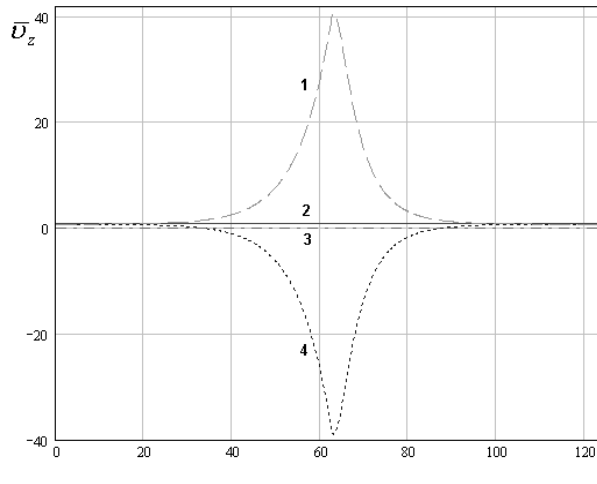


Рис. 5. Зависимость осевой составляющей безразмерной скорости от безразмерной координаты z для некоторых значений \bar{r} и $\bar{\varphi}$:
 1) $\bar{r} = 0,5$, $\bar{\varphi} = \pi$; 2) $\bar{r} = 0$, $\bar{\varphi} = 0$; 3) $\bar{r} = 1$, $\bar{\varphi} = 0$; 4) $\bar{r} = 0,5$, $\bar{\varphi} = 0$

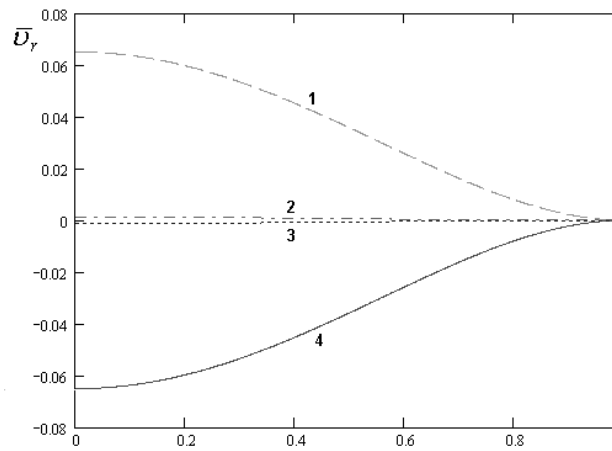


Рис. 6. Зависимость радиальной составляющей безразмерной скорости от безразмерного радиуса для некоторых значений $\bar{\varphi}$ при $\bar{z} = 35$:
 1) $\bar{\varphi} = \pi$; 2) $\bar{\varphi} = 3\pi/2$; 3) $\bar{\varphi} = \pi/2$; 4) $\bar{\varphi} = 0$

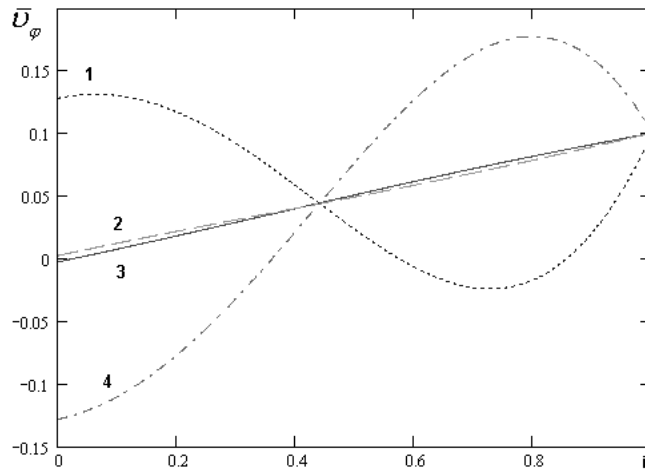


Рис. 7. Зависимость угловой составляющей безразмерной скорости от безразмерного радиуса для некоторых значений $\bar{\varphi}$ при $\bar{z}=40$:

- 1) $\bar{\varphi} = \pi/2$; 2) $\bar{\varphi} = \pi$; 3) $\bar{\varphi} = 0$; 4) $\bar{\varphi} = 3\pi/2$

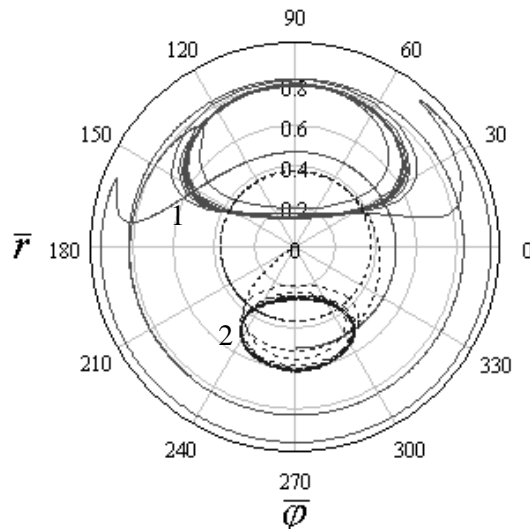


Рис. 8. Вид траекторий малых объемов в плоскости " $\bar{r} - \bar{\varphi}$ ", заданных различными начальными параметрами \bar{r} и $\bar{\varphi}$: 1 – траектория частицы, запущенной из точки $\bar{r} = 0,5$ и $\bar{\varphi} = 270^\circ$; 2 – траектория частицы, запущенной из центра трубки во входном сечении

На рисунке 8 можно видеть два несимметричных конвективных вихря в плоскости " $\bar{r} - \bar{\varphi}$ ", которые захватывают траектории в зависимости от положения объема во входном сечении трубки. Области действия вихря изменяются при увеличении угловой скорости вращения трубки и можно добиться исчезновения одного из них (в рассмотренных условиях при $\omega > 10$ рад/с). Кроме того, траектории имеют сложную петлеобразную форму и при развертке вдоль оси z трубки (рис. 9), т.е. на некоторых участках наблюдается спутное течение.

Изменения температуры в зоне осаждения носят характер аperiodических колебаний, существенно различных для различных траекторий (рис. 10). Указанные особенности неизбежно отразятся на группировании частиц при действии термофоретических сил. Следовательно, реальное представление о характере осаждения стекломатериалов, а, значит, и об изменениях в показателе преломления заготовки, можно получить только на основании расчетов по совокупности траекторий частиц.

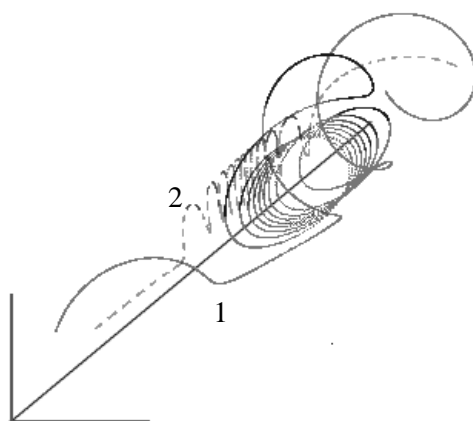


Рис. 9. Траектории малых объемов

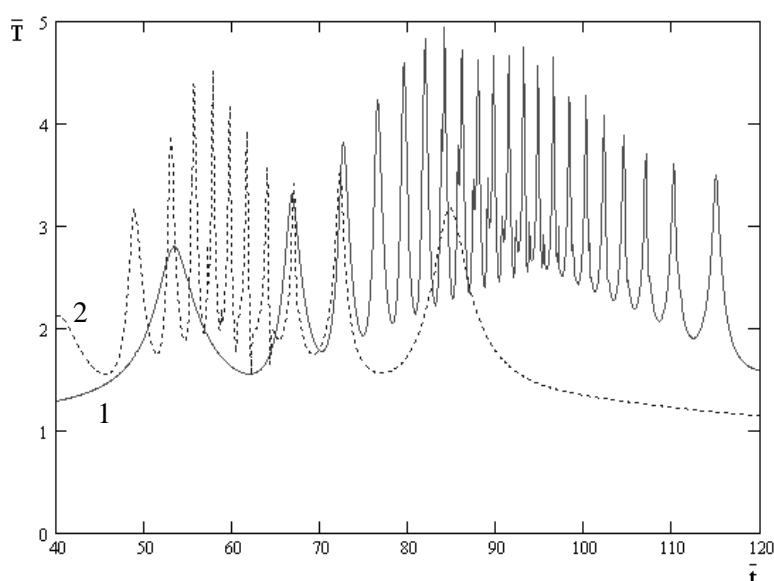


Рис. 10. Изменение температуры на траектории в области осаждения стеклообразующих материалов

Примечания:

1. Тепло и массоперенос: теория и практическое приложение: процессы газофазного осаждения при формировании заготовок для оптического волокна: сб. науч. тр. / науч.-исслед. НИИ высшего образования; отв. ред. В.Л. Колпашчиков, Ю.К. Кривошеев, О.Г. Мартыненко [и др.]. Минск: ИТМО АН БССР, 1983. С. 59-64.
2. Гаврилов А.И., Шапошникова Т.Л., Хайрюзова Е.В. Эффективность осаждения частиц из парогазовой фазы как функция термодинамических параметров // Математика. Компьютер. Образование: тр. Восьмой междунар. конф., Москва–Пушино, 31 января – 5 февраля 2001. М., 2001.

References:

1. Warmth and mass transfer: theory and practical appendix: processes of gas-cycle sedimentation while forming the half-ready products for optical fibre: coll. of scient. works / Scientific research of the Scientific research institute of higher education; ed. by V.L. Kolpashchikov, Yu.K. Krivosheev, O.G. Martynenko [etc.]. Minsk: ITMO AN of the BSSR, 1983. P. 59-64.
2. Gavrilo A.I., Shaposhnikova T.L., Hayryuzova E.V. Efficiency of sedimentation of particles from steam-to-gas phase as a function of thermodynamic parameters // Mathematics. Computer. Education: proceedings of the Eighth international conf., Moscow – Pushchino, January, 31st – February, 5th 2001. M., 2001.