
ОПТИЧЕСКИЕ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ И СИСТЕМЫ

УДК 681.78:535.36/.31

Н. В. СЕМИДЕТНОВ

МОДЕЛИРОВАНИЕ СИГНАЛА ЛАЗЕРНЫХ АНЕМОМЕТРОВ ПРИ ИЗМЕРЕНИЯХ СКОРОСТЕЙ И РАЗМЕРОВ ЧАСТИЦ В ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКАХ

Рассматривается метод расчета сигнала оптических анемометров при образовании его на рассеивающей свет частице, размеры которой сравнимы или превышают сечение освещающего пучка. Метод расчета базируется на концепции виртуального приемника в рамках геометрической оптики сферической частицы. Приводятся выражения для расчета параметров виртуальных приемников различных порядков рассеяния. Эффективность подхода демонстрируется сравнением экспериментального и моделируемого сигналов.

Ключевые слова: двухфазные потоки, измерение скорости, размеры частиц, лазерный доплеровский анемометр, времяпролетный анемометр, геометрическая оптика.

Для измерения параметров одно- и двухфазных потоков в локальных точках течения широкое применение находят лазерный доплеровский [1] и лазерный двухфокусный анемометры [2]. Принцип действия этих приборов основан на рассеянии света частицами, содержащимися в исследуемом потоке среды. При измерении скоростей движения сплошных сред и, в особенности, газовых потоков используют, как правило, искусственно введенные частицы известного размера. В двухфазных потоках отсутствует возможность управления размерами частиц, так как распределение частиц по размерам, их концентрация и другие параметры дисперсной фазы потока являются предметом измерения. Названные выше приборы позволяют одновременно с измерением скорости частицы определить также и сферический эквивалент ее диаметра. Для этого приборы оснащаются несколькими приемниками излучения. Кроме того, во времяпролетном приборе используются не гомоцентрические, а эллиптические („плоские“) пучки [3]. Информацию о размере частицы получают на основе временных соотношений между сигналами фотоприемников. Поэтому структура и параметры сигналов, а также их связь с размерами частицы должны быть известны.

В двухфазных потоках теплоэнергетических устройств размеры частиц потока обычно распределены в широком диапазоне с верхним пределом, достигающим 100—200 мкм. Математическое описание явления рассеяния света и анализ сигналов анемометров традиционно выполняют на основе теории Ми или геометрической оптики [4]. Во многих публикациях обе теории используются применительно к частицам, размер которых существенно меньше сечения освещающих пучков. При измерениях в двухфазных потоках это условие не выполняется, и требуется модификация теории Ми или геометрической оптики. Наиболее просто приближенное решение задачи находится в рамках геометрической оптики сферической частицы.

В понятиях лучевой оптики каждый падающий на частицу луч порождает ряд вторичных лучей: после отражения, после преломления и лучи внутренних отражений в частице (рис. 1). Взаимодействие луча с частицей характеризуется углами падения и преломления (φ и ψ соответственно). Вторичные лучи идентифицируются порядком k (числом взаимодействий луча с поверхностью раздела сред). После вращения внутри частицы лучи выходят из нее под углом рассеяния β . Бесконечное число лучей разного порядка формирует общее рассеянное поле, регистрируемое фотоприемником.

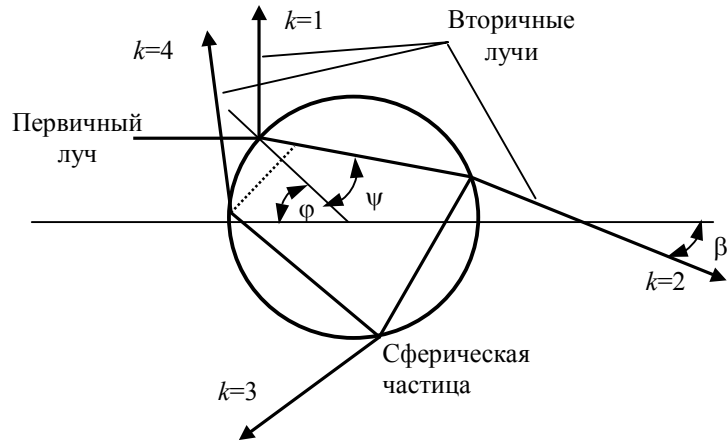


Рис. 1

На практике эту картину взаимодействия света с частицей можно существенно упростить. Во-первых, энергия вторичных лучей быстро уменьшается с увеличением порядка k рассеяния луча, поэтому в большинстве случаев несколько лучей первых порядков вносят заметный вклад в общее рассеянное поле. В ряде случаев преобладает только один эффект рассеяния, обеспечивая 95—98 % общего количества принимаемой энергии [5]. Таким образом, в рамках геометрической оптики возможна оценка параметров сигнала с учетом одного единственного эффекта рассеяния или суммы нескольких существенных эффектов.

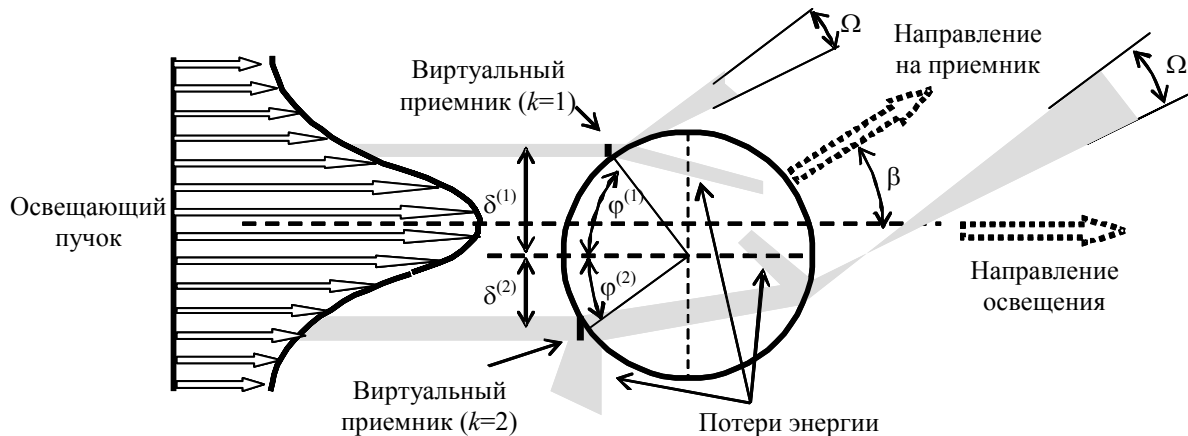


Рис. 2

Рис. 2 иллюстрирует ситуацию, возникающую при освещении частицы пучком параллельных лучей и регистрации преломленного ($k=2$) и отраженного ($k=1$) излучения. Видно, что в обоих случаях приемник принимает свет, падающий на ограниченный по размерам и строго определенный элемент поверхности частицы. Размеры этого элемента и его положение определяются законами лучевой оптики. Этот элемент локализует зону в освещающем пучке, которая проецируется на приемник, а площадь этого элемента определяет количество получаемой энергии. Из-за отражений и преломлений в частице только часть энергии, падающей на элемент, достигает приемника и преобразуется далее в сигнал. Это можно трактовать как потери энергии. Описанная ситуация характерна для всех порядков рассеяния света.

Очевидно, что для любого порядка рассеяния можно условно поместить приемник перед частицей, заменив, таким образом, реальный детектор несколькими виртуальными приемниками (ВП). Виртуальные приемники разных порядков рассеяния детектируют излучение в точках поверхности частицы [6, 7] и с учетом потерь преобразуют в электрический сигнал. ВП любого порядка расположен в плоскости рассеяния и характеризуется собственными параметрами: размерами чувствительной поверхности, смещением относительно центра частицы и коэффициентом передачи, учитывающим потери энергии. При перемещении частицы через освещающий пучок виртуальные приемники сканируют световое поле в пучке, при этом их выходной сигнал пропорционален плотности потока света вдоль траектории движения.

Определим сигнал как функцию пространственного положения центра частицы в объеме измерений. Полагая, что плотность потока излучения в объеме измерений есть известная функция координат $F(x, y, z)$, и пренебрегая в силу малости ВП неоднородностью потока по его площади, выходной сигнал реального приемника определяем выражением

$$I(x_c, y_c, z_c) = F(x_c + \delta_x, y_c + \delta_y, z_c + \delta_z) A G \chi,$$

где x_c, y_c, z_c — координаты центра частицы; A — площадь поверхности виртуального приемника; $\delta_x, \delta_y, \delta_z$ — смещения центра ВП относительно центра частицы; $G < 1$ — коэффициент передачи, учитывающий потери энергии в частице; χ — коэффициент преобразования.

Таким образом, указанные параметры ВП k -го порядка рассеяния полностью определяют соответствующую интенсивность рассеянного излучения, падающего на приемник, и его выходной сигнал.

Определим параметры виртуальных приемников для эллиптического („плоского“) пучка, который используется в схеме времяпролетного прибора [3]. Рис. 3 иллюстрирует постановку задачи моделирования сигнала. Нормаль к плоскости пучка (двух пучков времяпролетного анемометра) определяет направление оси чувствительности схемы к измеряемым параметрам: скорости и диаметру частицы. Диафрагма поля зрения приемника обычно ограничивает наблюдаемую зону пучка, так что в пределах поля зрения толщину пучка можно считать постоянной. При этих условиях можно допустить, что плотность освещающего потока зависит от одной единственной координаты x .

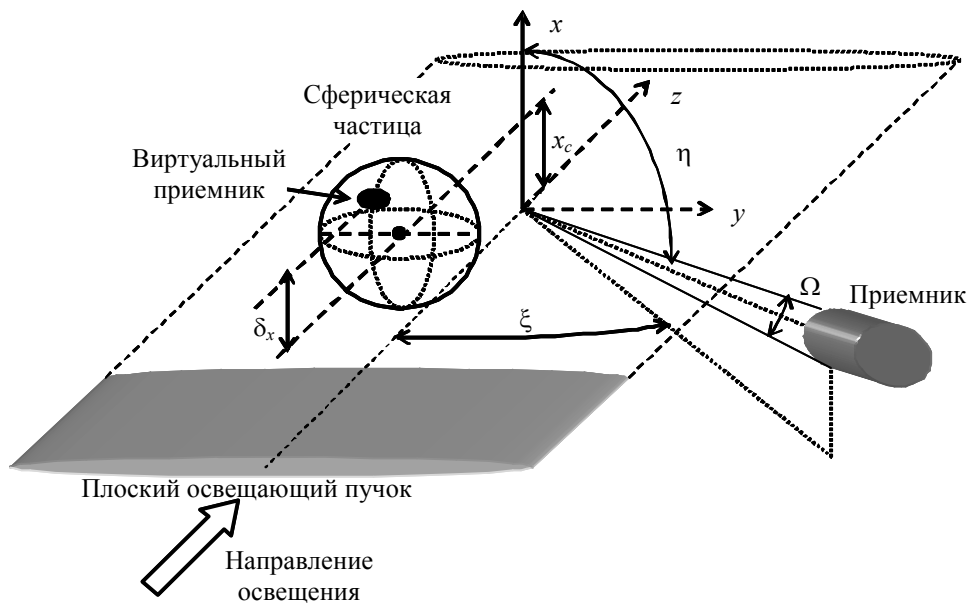


Рис. 3

Определим параметры виртуального приемника для общего случая рассеяния в k -м порядке. Смещение ВП относительно центра частицы определяется положением приемника,

относительным показателем преломления материала частицы и линейно зависит от ее диаметра [6—8]. Поскольку плотность потока в пучке зависит от одной пространственной переменной, то достаточно определить смещение ВП в направлении оси x :

$$\delta_x = K_x r,$$

где r — радиус частицы, K_x — коэффициент относительного смещения ВП от центра частицы в направлении оси чувствительности x .

Считая поверхность реального приемника окружностью, принимаем, что поверхность виртуального приемника представляет собой эллипс, и определим ее площадь:

$$A = \pi l_1 l_2 / 4,$$

где l_1 — тангенциальная ось эллипса, а l_2 — сагиттальная.

Фокусирующие свойства частицы для различных порядков рассеяния описываются дифференциальным фокусным расстоянием, которое определяется соотношением $f^{(k)} = \partial \varphi^{(k)} / \partial \beta$ [4]. Окончательно получим общую для всех порядков формулу вычисления площади:

$$A = \pi r^2 \Omega^2 \frac{\sin \varphi^{(k)} \cos \varphi^{(k)}}{\sin \beta} f^{(k)} = \pi r^2 \Omega^2 C^{(k)},$$

где C — безразмерный коэффициент, зависящий от порядка рассеяния; Ω — угловая апертура приемной системы.

Коэффициенты K_x и C зависят от положения приемника, коэффициента преломления n материала частицы и порядка рассеяния k .

Коэффициент передачи G , учитывающий потери энергии в частице, выразим через коэффициенты отражения (ρ) и пропускания (τ) на границе раздела сред:

$$G = \begin{cases} \rho & \text{при } k=1 \\ \tau^2 & \text{при } k=2 \\ \tau^2 \rho^{k-2} & \text{при } k \geq 3 \end{cases}.$$

Эти коэффициенты зависят от угла падения φ исходного луча на частицу. Угол φ определяется положением приемника, заданным в полярных координатах углами ξ и η . Коэффициенты ρ и τ вычисляются по формулам Френеля [4, 5].

Окончательно выходной сигнал, вызванный эффектом рассеяния k -го порядка, определяется как

$$I^{(k)}(x_c) = F(x_c + K_x^{(k)} r) \pi r^2 \Omega^2 C^{(k)} G^{(k)} \chi,$$

где $F(x)$ — распределение плотности потока излучения в сечении пучка в объеме измерений в направлении оси чувствительности прибора.

Коэффициенты K_x , C и G вычисляются по законам лучевой оптики в соответствии с k -м порядком луча. Как правило, основной вклад в интенсивность сигнала вносят несколько эффектов низкого порядка: отражение ($k=1$), преломление ($k=2$) и, при работе в обратном рассеянии, эффект третьего порядка ($k=3$). Приведем для этих компонентов формулы вычисления коэффициентов K_x и C .

При отражении коэффициент смещения зависит только от положения фотоприемника и определяется по формуле

$$K_x^{(1)} = \frac{\cos \eta}{4\sqrt{1-b/2}},$$

где $b = [2(1 - \sin \eta \cos \xi)]^{1/2}$.

Дифференциальное фокусное расстояние не зависит от угла падения и равно $f^{(1)} = 1/2$. При этом коэффициент C также оказывается постоянным: $C^{(1)} = 1/16$.

Для преломленного излучения значение коэффициента K_x также можно получить в явном виде. При произвольном положении приемника

$$K_x^{(2)} = \frac{-\cos \eta}{2b\sqrt{1-b/n+1/n^2}}.$$

Выражение для коэффициента C будет иметь более компактный вид, если представить его как функцию угла φ . Введя вспомогательные параметры a и c :

$$a = (1 - \sin^2 \eta \cos^2 \xi)^{1/2}; \quad c = [(1 + \sin \eta \cos \xi) / 2]^{1/2},$$

и определив угол падения

$$\varphi = \arcsin \left[b/2 \left(1 - 2c/n + 1/n^2 \right)^{1/2} \right],$$

получим

$$C^2 = \frac{\sin 2\varphi}{8a \left[1 - \frac{\cos \varphi}{(n^2 - \sin^2 \varphi)^{1/2}} \right]}.$$

Для порядка рассеяния $k > 2$ значения коэффициентов K_x и C в явном виде получить невозможно. Их можно определить только как функцию угла падения φ , который находят из уравнения связи:

$$\beta = (k-2)\pi + 2[\varphi + (k-1)\psi]. \quad (1)$$

Дифференциальное фокусное расстояние при $k > 2$ равно

$$f^{(k)} = \left\{ 2 \left[1 - (k-1) \cos \varphi / (n \cos \psi) \right] \right\}^{-1}. \quad (2)$$

В соответствии с выражениями (1) и (2) рассчитываются параметры ВП любого порядка. Например, на рис. 4 приведен график зависимости относительного смещения ВП от угла обратного рассеяния γ ($\gamma = 180 - \beta$) для $k=3$ и $n=1,6$.

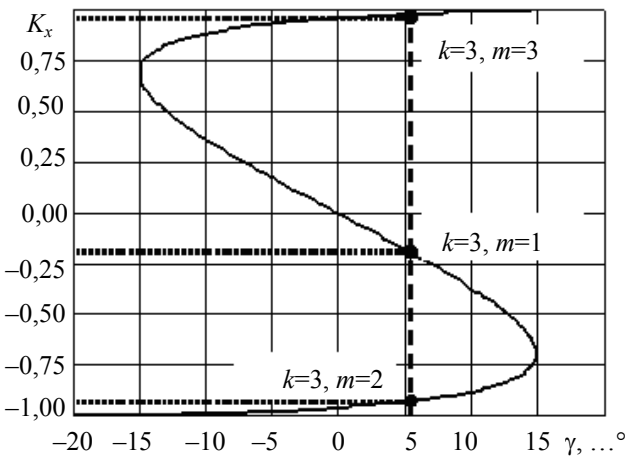


Рис. 4

Отметим, что при $k > 2$ в любом из порядков могут наблюдаться несколько мод (m) и соответственно несколько виртуальных приемников. Например, при $\gamma = 5^\circ$ в третьем порядке генерируются три моды сигнала. Очевидно, что в большинстве случаев в образовании сигнала участвуют несколько виртуальных приемников, а реальный детектор формирует их общий сигнал. При этом на чувствительной поверхности приемника следует суммировать электромагнитные поля с учетом поляризаций и фаз, так как потоки, рассеянные в различных порядках, когерентны. Однако простое суммирование во многих случаях дает достаточную по точности оценку параметров сигнала. Таким образом, в первом приближении полный сигнал фотоприемника определяется как

$$I(x_c) = \pi \chi r^2 \Omega^2 \sum_{k=1}^{\infty} F(x_c + K_x^{(k)} r) C^{(k)} G^{(k)}. \quad (3)$$

Суммирование порядков рассеяния по формуле (3) приводит при пересечении частицей луча к появлению нескольких импульсных сигналов различных порядков. Это иллюстрируется рис. 5, а, б, где представлены графики соответственно экспериментального и расчетного сигналов двухлучевого анемометра [6—8]. При пересечении частицей каждого луча генерируются по

четыре импульсных сигнала, соответствующих порядкам и модам рассеяния. Рассеяние регистрируется в обратном направлении, поэтому преломленное излучение отсутствует. Экспериментальный сигнал записан цифровым осциллографом, и с использованием измеренного значения скорости частицы переменная времени пересчитана в пространственную координату x_c . В эксперименте и при расчетах приняты следующие параметры: времяпролетная база 110 мкм, сечения пучков в направлении оси чувствительности (x) 10 мкм, диаметр частицы 85,2 мкм, $n=1,6$, $\xi=0$, $\eta=84,3^\circ$, $\gamma=5,7^\circ$. Анализ графиков показывает их хорошее совпадение.

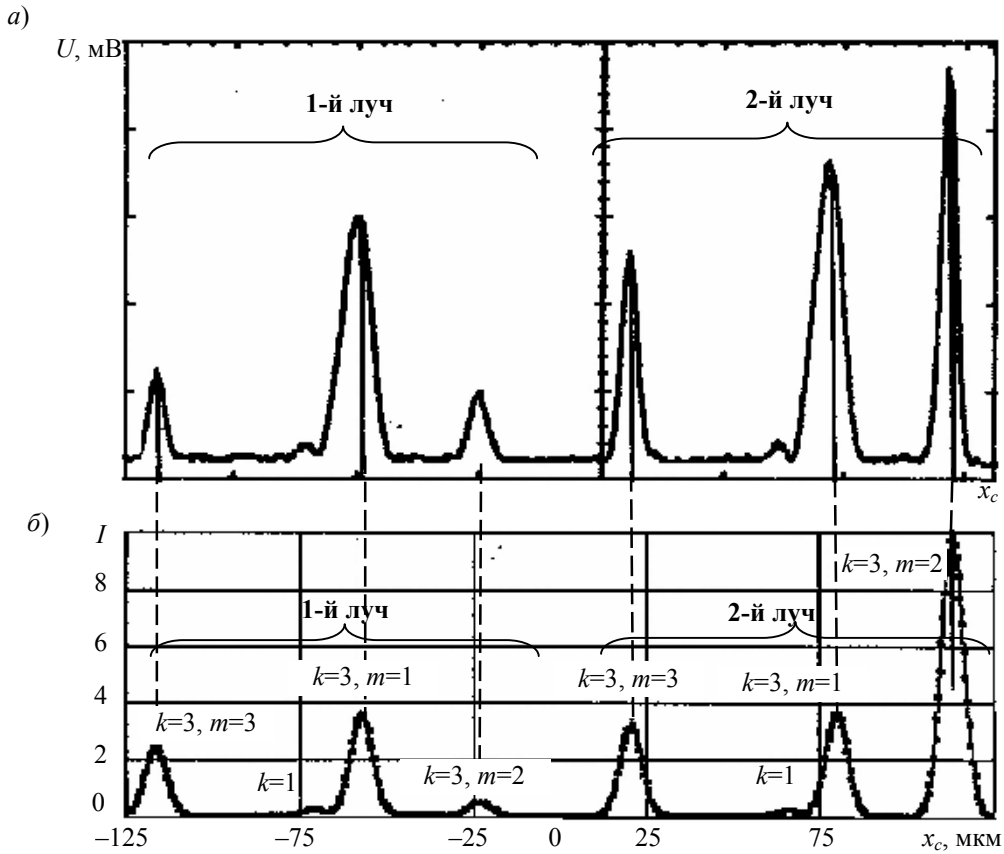


Рис. 5

Таким образом, предложенная методика моделирования сигналов лазерных анемометров с использованием концепции виртуального приемника позволяет оценить амплитудные и временные характеристики сигналов лазерных измерительных систем с фокусированными осветительными пучками при измерениях скоростей и размеров частиц в двухфазных потоках. Это справедливо как для времяпролетных, так и для лазерных доплеровских приборов [9]. При этом возможно предварительное исследование измерительных систем и их сигналов при различных положениях приемников, вариации размеров частиц и показателя преломления. Оптимизация конструкции прибора, предварительная оценка его эксплуатационных и метрологических характеристик, поиск оптимальных путей электронной обработки сигнала и другие задачи могут быть решены в ходе компьютерного моделирования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дубницев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982. 304 с.
2. Schodl R. A laser-two-focus (L2F) velocimeter for automatic flow vector measurements in the rotating components of turbomachines // Trans. ASME. J. Fluids Eng. 1980. Vol. 102, N 4. P. 412—419.
3. Павловский Б. А., Семидетнов Н. В. Комплексное измерение скоростей, размеров и концентрации движущихся частиц в двухфазном потоке // Измерительная техника. 1991. № 9. С. 40—42.
4. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. М. — Л.: Гостехтеориздат, 1951. 288 с.

5. Семидетнов Н. В. Исследование особенностей рассеяния излучения частицами двухфазной среды в оптических приборах-анализаторах структуры среды // Оптическая запись и обработка информации: Сб. науч. тр. / Куйбышев. авиационный ин-т им. акад. Королева. Куйбышев, 1986. С. 130—137.
6. Исследование оптических методов комплексного исследования параметров двухфазных потоков: Отчет по НИР / Санкт-Петербург. гос. морской техн. ун-т; Руководитель Н. В. Семидетнов. № ГР 01.9.80004518; Инв. № 02.9.80003899. СПб., 1997. 146 с.
7. Semidetnov N. Local laser velocimetry of single particles: Application of equivalent detector concept for mathematical signal modeling // Laser Anemometry Advances and Applications: Proc. 7 th Intern. Conf.; GALA e.V. Karlsruhe, 1997. P. 361—369.
8. Semidetnov N. V. Experimental study and numerical simulation of time-of-flight anemometer signals generated by large particle // Flow Diagnosis Techniques: Proc. Intern. Workshop. St. Petersburg, 1998. P. 131—138.
9. Семидетнов Н. В., Муравьев П. А. Моделирование выходного сигнала ЛДА при регистрации частиц большого размера // Оптические методы исследования потоков: Тез. докл. V междунар. науч.-техн. конф. М.: Изд-во МЭИ, 1999. С. 141—142.

Сведения об авторе

Николай Владимирович Семидетнов — канд. техн. наук, доцент; Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, кафедра судовой автоматики и измерений; E-mail: n.semidetnov@ans.spb.ru

Рекомендована кафедрой
судовой автоматики и измерений

Поступила в редакцию
05.06.08 г.