

УДК 004.942+519.876.5+537.874.2+537.874.4+533.6.011

## ДИНАМИКА ДИПОЛЕЙ И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ С РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

*Е. С. Чувашева, Н. М. Якимов, С. Н. Чувашев\*, С. Н. Вагонов, И. Г. Зорина*

Московский авиационный институт, г. Москва, Россия

В трёхмерной нестационарной постановке с применением метода Монте-Карло и уравнений аэродинамики движения электрических диполей рассчитаны формы, размеры, распределения плотности и ориентации для облаков из миллионов диполей, образующихся в течение долей секунды при их высокоскоростной инжекции в воздух. Рассчитаны оптические плотности, интенсивности излучения и сечения обратного рассеяния таких облаков при различных направлениях и поляризациях падающего и регистрируемого рассеянного резонансного и нерезонансного излучения. Показано большое влияние малых искажений прямолинейной формы диполей. Показано, что большая часть диполей из металлизированного стекловолокна не участвует в рассеянии из-за экранирования, что многократно уменьшает сечения обратного рассеяния.

### ВВЕДЕНИЕ

Для решения ряда задач представляют интерес первые секунды динамики образования (после попадания в высокоскоростной дозвуковой поток воздуха) облачков из протяжённых электропроводных элементов — электрических диполей, а также их взаимодействия с поляризованным радиоизлучением, длина полуволны которого одного порядка величины с длинами диполей.

Описание взаимодействия диполя с электромагнитной волной давно известно. Теоретическому рассмотрению взаимодействия облачков диполей с радиоизлучением также посвящена достаточно обширная литература [1]. Однако, судя по доступным данным, указанная выше задача до сих пор не решена в отношении адекватного описания в комплексе всех соответствующих процессов: инжекции плотного скопления диполей, их разделения, дальнейшего разлёта, взаимодействия с воздушной средой, взаимодействия с радиоизлучением данной поляризации с учётом неоднородного пространственного распределения и анизотропии расположения диполей, многократного рассеяния и других. Как правило, ранее подробно анализировались отдельные аспекты этой задачи, а вместо детального описания других применялись упрощающие приближения, например изотропной ориентации диполей, их равномерного или случайного расположения в объёме наперёд заданной формы (шаровое или кубическое облако), точно поперечного расположения в потоке и т. д. [1–5]. Часто для оценок применяется формула для суммарного сечения обратного рассеяния  $\sigma_{\Sigma\max}$  в простом частном случае — при совпадении длины полуволны излучения и длины диполей (резонансное излучение), оптической прозрачности облака и хаотической ориентации диполей [6]:

$$\sigma_{\Sigma\max} \approx 0,15\lambda^2 N, \quad (1)$$

где  $\lambda$  — длина волны резонансного излучения,  $N$  — число диполей. Но практически все указанные предположения в рассматриваемом случае не выполняются. Требуется, очевидно, более подробное рассмотрение. Этому и посвящена данная работа.

---

\* snchuv@mail.ru

# 1. МЕТОДИКА РАСЧЁТА ДИНАМИКИ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ИЗЛУЧЕНИЕМ ОБЛАКОВ ДИПОЛЕЙ

## 1.1. Методика расчёта начальной стадии разлёта скопления диполей

В течение начальной стадии после попадания цилиндрического скопления диполей в поток воздуха плотность этого скопления значительно превосходит плотность воздуха. Сечение рассеяния излучения ещё мало, эта стадия короткая, и она интересна только с точки зрения нахождения начальных условий для следующей, основной, стадии, когда средняя плотность облака диполей меньше плотности вмещающего их воздуха. Поэтому вместо моделирования движения в возмущённом потоке многочисленных тел рассматривается обтекание скопления диполей как жидкого тела с нулевым поверхностным натяжением. При этом формируются максимум давления перед ним и зона минимального давления по периферийным границам, которые наиболее удалены от оси, направленной по потоку [7]. Под действием этих перепадов давления занятый диполями объём деформируется, увеличивая свои радиальные размеры. На передней границе выполняются условия развития неустойчивости Релея—Тейлора. На начальных стадиях этого процесса расширение нормального к скорости потока диаметра  $D$  объёма диполей  $V$  описывается уравнением [7]

$$\frac{\partial D}{\partial t} = D \sqrt{\frac{4\pi^2 v^2 \rho_a \rho_V}{D^2 (\rho_a + \rho_V)^2} + \frac{2\pi \dot{v} (\rho_V - \rho_a)}{D (\rho_V + \rho_a)}}, \quad (2)$$

где  $t$  — время,  $\rho_V$  — плотность жидкого объёма  $V$  (в нашем случае — суммарная масса диполей  $M$ , отнесённая к объёму),  $\rho_a$  — плотность воздуха,  $v$  и  $\dot{v}$  — относительная скорость двух сред и ускорение границы их раздела соответственно. Первый член выражения для квадрата инкремента учитывает работу сил давления, второй — неустойчивость Релея—Тейлора.

Скорость  $v$  центра масс жидкого объёма относительно воздуха определяется уравнением Ньютона с учётом аэродинамического сопротивления:

$$M \frac{\partial v}{\partial t} = -C_x \frac{1}{8} \rho_a v^2 \pi D^2, \quad (3)$$

где  $C_x \approx 1$  — коэффициент аэродинамического сопротивления.

Уравнения (2) и (3) решались численно для различных диполей и скоростей инжекции  $v_i = v(t=0)$  до снижения плотности  $\rho_V$  до уровня  $\rho_a$ . Отметим, что это соответствует увеличению диаметра квазисферического облака в  $13 \div 20$  раз. Результаты вычислений при начальных скоростях скопления  $50 \div 200$  м/с показали, что, например, 10 г примерно миллиона диполей с основой из стекловолокна, покрытого хорошо проводящим слоем металла, разлетаются до смены режима за  $1 \div 5$  мс, а 35-граммовое скопление диполей из стальной проволоки — за несколько большее время;  $2,5 \div 9,0$  мс (бóльшие времена соответствуют меньшим начальным скоростям). При этом скорость облака диполей снижается примерно на 15 % и появляется её радиальная составляющая, соответствующая полууглу разлёта  $15^\circ \div 35^\circ$ .

## 1.2. Методика расчёта движения диполей в воздухе

Из вышеуказанного следует, что достаточно быстро, за несколько миллисекунд после инжекции заряда, плотность облака диполей  $\rho_d$  становится меньше плотности воздуха  $\rho_a$ . Переход от  $\rho_d \gg \rho_a$  к  $\rho_d \ll \rho_a$  весьма скоротечный, т. к. облако диполей в этот период быстро расширяется, поэтому неучёт особенностей стадии, когда  $\rho_d \approx \rho_a$  и движения диполей и воздуха влияют друг на друга, не меняет заметным образом дальнейшую динамику диполей. Таким образом, с момента

выравнивания плотностей можно пренебречь возмущением воздуха от инъекции и рассматривать отдельно полёт каждого из диполей.

Приготовленные для дальнейших исследований диполи с основой из стекловолокна, покрытого слоем металла, как оказалось, не являются точно прямолинейными: имеются небольшие нерегулярные искривления; как показано ниже, это влияет на результаты. Для учёта отклонения формы диполя от кругового цилиндра он считается состоящим из нескольких цилиндрических частей, соединённых друг с другом. Осевая линия диполя рассматривается как плоская ломаная из одинаковых по длине отрезков — осей цилиндров. Форма диполя определяется углами наклона каждого отрезка ломаной к некоторой прямой, которые задаются случайными числами от 0 до  $\zeta_{\max}$ .

Динамика полёта диполей рассчитывалась с помощью дифференциальных уравнений динамики сложного движения трёхмерного твёрдого тела [8]:

$$m \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \mathbf{R} + \mathbf{G}, \quad \mathbf{G} = -m\mathbf{g},$$

$$I_{x'} \frac{\partial \omega_{x'}}{\partial t} t + (I_{z'} - I_{y'}) \omega_{y'} \omega_{z'} = M_{x'}^R, \quad I_{y'} \frac{\partial \omega_{y'}}{\partial t} t + (I_{x'} - I_{z'}) \omega_{x'} \omega_{z'} = M_{y'}^R,$$

$$I_{z'} \frac{\partial \omega_{z'}}{\partial t} t + (I_{y'} - I_{x'}) \omega_{y'} \omega_{x'} = M_{z'}^R,$$

где  $m$  — масса диполя,  $x', y', z'$  — координаты, связанные с диполем и направленные по его главным осям инерции (далее также используются координаты  $x, y, z$ , связанные с Землёй),  $\mathbf{v}$  — скорость диполя,  $\boldsymbol{\omega}$  — его угловая скорость,  $\mathbf{R}$  — сила аэродинамического сопротивления,  $\mathbf{g}$  — ускорение свободного падения,  $\mathbf{M}^R$  — вращательные моменты,  $I_{x'}, I_{y'}, I_{z'}$  — моменты инерции вдоль главных осей. Аэродинамические силы, действующие на диполь, рассчитывались отдельно для каждой части диполя как для длинного цилиндра, обдуваемого под соответствующим углом атаки, в соответствии с полуэмпирическими зависимостями [9–11] с учётом изменения относительных локальных скоростей воздуха и чисел Рейнольдса из-за вращения диполя. Моменты находились интегрированием сил и соответствующих плеч по длине диполя. При расчёте моментов инерции учитывалось, что диполь имеет малую, но конечную толщину.

### 1.3. Методика подробного расчёта взаимодействия ансамбля диполей с электромагнитным излучением

Взаимодействие диполей с излучением рассматривается как рассеяние плоской электромагнитной волны на системе бесконечно проводящих тел. На всех границах задаются условия свободного выхода излучения из расчётного объёма.

Принимаются приближения, справедливые при радиусе  $a$  проводника много меньше и длины проводника, и длины волны  $\lambda$ .

- 1) Токи в проводнике ограничены поверхностью.
- 2) Проводник имеет цилиндрическую форму.
- 3) Используется приближение тонкого провода в ослабленной формулировке [12]:
  - а) поперечные токи в части проводника пренебрежимо малы по сравнению с продольными;
  - б) изменение продольного тока вдоль радиуса может не учитываться;

в) ток может быть представлен как ток вдоль нити с конечной толщиной, расположенной на оси части проводника;

г) граничное условие для электрического поля должно принудительно применяться только в продольном направлении.

Для решения этой задачи используется метод [13], сводящийся в данном случае к решению уравнения

$$-[\hat{\mathbf{s}}(\mathbf{r}), \mathbf{E}^I(\mathbf{r})] = -\frac{i\eta}{4\pi k} \int_L I(s') \left( k^2 \hat{\mathbf{s}}' - \nabla \frac{\partial}{\partial s'} \right) g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds', \quad (4)$$

где интегрирование проводится по длинам всех проводников  $L$ ,

$$g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\exp(-ik|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}, \quad k = \frac{2\pi\nu}{c}, \quad \eta = \mu_0 c,$$

$I(s)$  — линейный ток вдоль всех проводников,  $s'$  — линейная координата вдоль них,  $\hat{\mathbf{s}}$  — единичный вектор вдоль оси проводника в данной точке  $\mathbf{s}$ ,  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор точки наблюдения,  $\mathbf{r}'$  — радиус-вектор точки на оси проводника, соответствующей  $s'$ ,  $\mathbf{E}^I$  — напряжённость электрического поля падающей волны,  $\nu$  — частота излучения,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м — магнитная постоянная,  $c$  — скорость света в вакууме.

Уравнение (4) решается численно при помощи разновидности метода моментов [14]. Каждый диполь разделяется на  $N_s$  прямолинейных цилиндрических частей. Распределение силы тока по длине диполя представляется в виде линейной комбинации  $N_s$  базисных функций:

$$I(s) = \sum_{j=1}^{N_s} \alpha_j f_j(s), \quad (5)$$

где каждая из базисных функций  $f_j(s)$  задаётся так, что она имеет ненулевые значения только в  $j$ -й и в двух соседних частях диполя (или в  $j$ -й и в одной соседней, если  $j$ -ая часть находится у свободного конца диполя), причём в каждой из этих частей (с номером  $l$ ) она имеет вид

$$f_j(s) = A_{jl} + B_{jl} \sin[k(s - s_l)] + C_{jl} \cos[k(s - s_l)],$$

где  $s_l$  — значение  $s$  в центре  $l$ -й части диполя, а коэффициенты  $A_{jl}$ ,  $B_{jl}$ ,  $C_{jl}$  разные в разных частях диполя. Они находятся из условий, что функция  $f_j(s)$  имеет максимум в  $j$ -й части диполя,

1)

$$f_j(s_{j+h} + h\Delta_{j+h}/2) = 0, \quad \left. \frac{\partial f_j(s)}{\partial s} \right|_{s=s_{j+h}+h\Delta_{j+h}/2} = 0, \quad h = \pm 1,$$

т.е. функция  $f_j(s)$  гладко спадает до нуля на дальних концах соседних ( $j \pm 1$ )-х частей (части);

2) на границах  $j$ -й части диполя с длиной  $\Delta_j$  с соседними частями (частью) функция  $f_j(s)$  непрерывна и имеет нулевую первую производную, что обеспечивает непрерывность суммарных тока и заряда при любых  $\alpha_j$ ;

3) если  $j$ -ая часть диполя находится у его конца, то на этом конце ставится условие

$$f_j(s_j + \Delta_j/2) = -\frac{1}{k} \frac{J_1(ka)}{J_0(ka)} \left. \frac{\partial f_j(s)}{\partial s} \right|_{s=s_j+\Delta_j/2}, \quad f_j(s_j - \Delta_j/2) = \frac{1}{k} \frac{J_1(ka)}{J_0(ka)} \left. \frac{\partial f_j(s)}{\partial s} \right|_{s=s_j-\Delta_j/2},$$

что при любых  $\alpha_j$  обеспечивает выполнение условия для суммарного тока [15]

$$I(s_j + \Delta_j/2) = \frac{-(\hat{\mathbf{s}}_j \cdot \hat{\mathbf{n}}_c)}{k} \frac{J_1(ka)}{J_0(ka)} \frac{\partial I(s)}{\partial s} \Big|_{s=s_j+\Delta_j/2},$$

$$I(s_j - \Delta_j/2) = \frac{-(\hat{\mathbf{s}}_j \cdot \hat{\mathbf{n}}_c)}{k} \frac{J_1(ka)}{J_0(ka)} \frac{\partial I(s)}{\partial s} \Big|_{s=s_j-\Delta_j/2},$$

учитывающего токи смещения. Здесь производные  $\partial f_j(s)/\partial s$  и  $\partial I(s)/\partial s$  берутся на свободном конце диполя,  $J_i(ka)$  — функции Бесселя 1-го рода  $i$ -го порядка,  $\hat{\mathbf{n}}_c$  — единичный вектор внешней нормали к торцу диполя,  $\hat{\mathbf{s}}_j$  — единичный вектор вдоль оси  $j$ -й части диполя.

Явные громоздкие формулы для коэффициентов  $A_{jl}$ ,  $B_{jl}$  и  $C_{jl}$  приведены в работе [16]. Таким образом, уравнение (4) может быть представлено в матричной форме в виде

$$\mathbf{H}\boldsymbol{\alpha} = \mathbf{E}, \quad (6)$$

где

$$H_{ij} = \int_S w_i(\mathbf{r}) \Lambda f_j(\mathbf{r}) dS = 2\pi a \Lambda f_j(\mathbf{r}_i), \quad \Lambda f(\mathbf{r}) = -\frac{i\eta}{4\pi k} \int_L f(s') \left( k^2 \hat{\mathbf{s}}' - \nabla \frac{\partial}{\partial s'} \right) g(\mathbf{r}, \mathbf{r}') ds',$$

$$\mathbf{E}_i = - \int_S w_i(\mathbf{r}) [\hat{\mathbf{s}}(\mathbf{r}), \mathbf{E}^I(\mathbf{r})] dS = -2\pi a [\hat{\mathbf{s}}(\mathbf{r}_i), \mathbf{E}^I(\mathbf{r}_i)], \quad w_i(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i).$$

Здесь  $\Lambda$  — интегральный оператор, действующий на силу тока в правой части уравнения (4),  $\alpha_j$  — коэффициенты разложения (5),  $w_i(\mathbf{r})$  — весовые функции,  $\delta(\mathbf{r})$  — дельта-функция Дирака,  $\mathbf{r}_i$  — центры частей диполей,  $S$  — поверхность проводника,  $dS$  — элемент площади поверхности,  $\mathbf{E}_i$  — левая часть уравнения (4), рассчитанная в центре  $i$ -й части диполя, матричный элемент  $H_{ij}$  отражает зависимость электрического поля в центре  $i$ -й части диполя от силы тока в  $j$ -й части. Уравнение (6) решается методом Гаусса [17].

После получения распределения токов вдоль всех проводников становится возможным вычисление электрического поля в произвольной точке пространства  $P$  как суммы вкладов от всех частей всех диполей. Вклад  $l$ -й части диполя наиболее просто выражается в соосной ей цилиндрической системе координат  $(\hat{\rho}, \hat{\phi}, \hat{z})$ , где  $\rho$  — радиальная,  $\phi$  — азимутальная,  $z$  — осевая координаты. Пусть координаты  $z$  концов части диполя равны  $z_1$  и  $z_2$  и точка  $P$  имеет координаты  $(\rho, \phi, z)$ . В таком случае компоненты амплитуды электрического поля  $E_\rho^l, E_z^l$  имеют вид

$$E_\rho^l(\rho, z) = \sum_{j=1}^{N_s} -\frac{\alpha_j}{\lambda} \frac{i\eta}{2k^2} \left( \frac{G_0}{\rho} \left\{ k(z-z')[B_{jl} \cos(kz') - C_{jl} \sin(kz')] + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \left[ 1 - (z-z')^2 (1 + ikr_0) \frac{1}{r_0^2} \right] [B_{jl} \sin(kz') + C_{jl} \cos(kz')] \right\} \Big|_{z_1}^{z_2} + \rho A_{jl} \left[ (1 + ikr_0) \frac{G_0}{r_0^2} \Big|_{z_1}^{z_2} \right] \right),$$

$$E_z^l(\rho, z) = \sum_{j=1}^{N_s} \frac{\alpha_j}{\lambda} \frac{i\eta}{2k^2} \left( G_0 \left\{ k [B_{jl} \cos(kz') - C_{jl} \sin(kz')] - (1 + ikr_0)(z-z') \times \right. \right.$$

$$\left. \left. \times \frac{1}{r_0^2} [B_{jl} \sin(kz') + C_{jl} \cos(kz')] \right\} \Big|_{z_1}^{z_2} - A_{jl} \left\{ \left[ (1 + ikr_0)(z-z') \frac{G_0}{r_0^2} \Big|_{z_1}^{z_2} + k^2 \int_{z_1}^{z_2} G_0 dz' \right] \right\} \right),$$

где  $G_0 = \exp(-ikr_0)/r_0$ ,  $r_0 = \sqrt{\rho^2 + (z - z')^2}$ ,  $z_1 < z' < z_2$ .

Описанная методика и алгоритм в применении к рассматриваемой задаче — радиофизике облака диполей — в данной постановке учитывает рассеяние излучения, взаимное влияние ближних полей диполей, перенос излучения, эффекты интерференции и др.; она предполагает одновременный расчёт взаимозависимых пространственных распределений электромагнитных полей и токов во всех диполях.

#### 1.4. Методика определения радиофизических характеристик облаков диполей

По вышеописанной методике с помощью пакета прикладных программ NEC2++ [18] рассчитывалось взаимодействие ансамблей из  $N'$  взаимодействующих диполей с электромагнитным излучением. Однако время вычислений нелинейно нарастало с увеличением  $N'$ , что существенно затрудняло описание облаков с  $N'$  более нескольких сотен. Очевидно, что такого числа диполей совершенно недостаточно для описания радиофизических свойств анизотропного и неоднородного облака многочисленных диполей. Поэтому на основе указанной методики был принят и обоснован ряд упрощающих приближений.

Вычисления показали, что если по этой методике  $N'$  раз определять поле от одиночных диполей указанной формы, то время расчёта многократно сокращалось до уровня, допускающего значения  $N'$  порядка 10 000 и более, что уже было бы достаточно для локального статистического описания электрофизических свойств участков облака. Следует отметить, что при этом пренебрегается взаимодействием диполей, т. е. взаимным влиянием их неизлучающихся электрических и магнитных полей в их ближних окрестностях. Тогда задача распадается на расчёт взаимодействия с электромагнитным излучением одного рассеивающего диполя и расчёт переноса излучения.

Непосредственное решение уравнения переноса излучения предполагает определение многомерной функции потока электромагнитной энергии в каждый момент времени в каждой точке пространства в каждом направлении распространения волны и для возможных направлений поляризации с рассеянием, что в общем случае также весьма затратно. Поэтому принималось, что влияние соседних диполей на рассеяние падающего излучения данным диполем сводится к экранировке, и пренебрегалось излучением, которое рассеивалось диполями два и более раз. Для определения излучения, выходящего из облака, применялся метод дискретных ординат, причём при расчёте по лучам использовался закон Бугера—Ламберта—Бера.

Для обоснования указанных приближений были проведены тестовые расчёты по упрощённой методике с этими приближениями и по вышеописанной полномасштабной методике (с учётом многократного рассеяния, взаимного влияния диполей друг на друга, интерференции излучения и др.). Задавались координаты и ориентация диполей, для каждой конфигурации проводились вычисления по указанным методам и набирались статистические данные по отклонению результатов.

Получено практически полное совпадение таких результатов при малой оптической плотности облака диполей  $\tau$  по сравнению с единицей (термин «оптическая плотность» применён с учётом аналогии с характеристиками рассеяния излучения в оптическом диапазоне электромагнитного спектра). Следует отметить, что малость оптической плотности — это формальное условие применимости всех указанных приближений. Таким образом, для оптически прозрачных частей облака диполей упрощённая методика точно описывает взаимодействие с электромагнитным полем. В то же время, согласно расчётам она даёт практически точный результат (отклонения порядка нескольких процентов) и при большой оптической плотности,  $\tau \gg 1$ .

При  $\tau \approx 1$  для отдельно взятых реализаций наблюдаются значительные (десятки-сотни процентов) отличия между значениями сечений обратного рассеяния, найденными по двум указанным методам, но после статистического усреднения эти различия уменьшаются до  $10 \div 25$  %. Таким образом, применяемая методика даёт приемлемую точность и при описании промежуточных значений оптической плотности  $\tau \approx 1$ . Отметим, что этот вывод соответствует результатам исследования [19]: после статистического усреднения по конфигурациям экранирование рассеянного излучения является основным фактором влияния диполей друг на друга.

Для большинства рассматриваемых объектов оказались характерными большие перепады оптической плотности в различных частях облака диполей, т.е., как правило, для большей части площади изображения облака характерно выполнение либо условия  $\tau \gg 1$ , либо  $\tau \ll 1$ , для которых данная методика даёт точные результаты. Лишь у меньшей части лучей, формирующих изображение,  $\tau \approx 1$ . Для них интенсивность рассеянного излучения рассчитывается с погрешностью. Но общая ошибка в интегральном сечении рассеяния невелика. Это является обоснованием применимости вышеуказанных приближений.

Итак, для описания радиофизических свойств облаков по методике, описанной в разделе 1.1, рассчитывается начальная стадия разлёта компактного скопления диполей, затем из полученных данных по методике раздела 1.2 определяется движение такого числа диполей, чтобы оно давало представительную статистическую выборку с точки зрения описания динамики плотности и ориентации диполей в облаке, но требовало приемлемое время вычислений; в расчётном объёме строится регулярная сетка, для каждой ячейки находятся попадающие в неё диполи, и для них по вышеописанной упрощённой методике вычисляются суммы дифференциальных сечений обратного рассеяния для «горизонтальной» и «вертикальной» поляризаций и суммы интегральных сечений обратного рассеяния. Сечения рассеяния затем умножаются на отношение реального числа диполей в облаке к числу траекторий в аэродинамических расчётах. Для каждой ячейки рассчитывается коэффициент отражения (как отношение суммарного сечения обратного рассеяния к площади ячейки в направлении, перпендикулярном направлению распространения падающего излучения) и коэффициент затухания отражённого излучения, обусловленный ненаправленным рассеянием отражённого излучения во всех ячейках, через которые оно проходит.

## 2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ ВЫЧИСЛЕНИЙ

### 2.1. Динамика, пространственное распределение и ориентация диполей

Проведены серийные расчёты для различных материалов диполей, начальных скоростей, размеров и др. Число индивидуально рассчитываемых траекторий диполей в каждом варианте составляло  $10^4$ . Инжекция проводилась в направлении оси  $y$ , сила тяжести действовала по отрицательному направлению оси  $z$ . Воздух считался неподвижным, его плотность соответствовала нормальным условиям. Начальные координаты определялись с помощью генератора случайных чисел для каждого из диполей в пределах начального объёма в форме усечённого конуса, в котором плотность диполей равна плотности воздуха, а угол между основанием образующей конуса и радиальный размер рассчитывались по методике для начальной стадии разлёта (раздел 1.1), как и начальная скорость диполя с учётом торможения и разлёта скопления. Случайным образом задавались начальная ориентация и форма каждого диполя, т.е. углы отклонения прямолинейных цилиндрических частей, составляющих диполь, от заданной оси. Число таких частей в диполе было 4, углы отклонения находились в пределах  $0 \div \zeta_{\max}$ . Другие подробности вариантов задания начальных условий указаны ниже. Затем по полученным конфигурациям облаков в характерные моменты времени рассчитывались их радиофизические свойства.

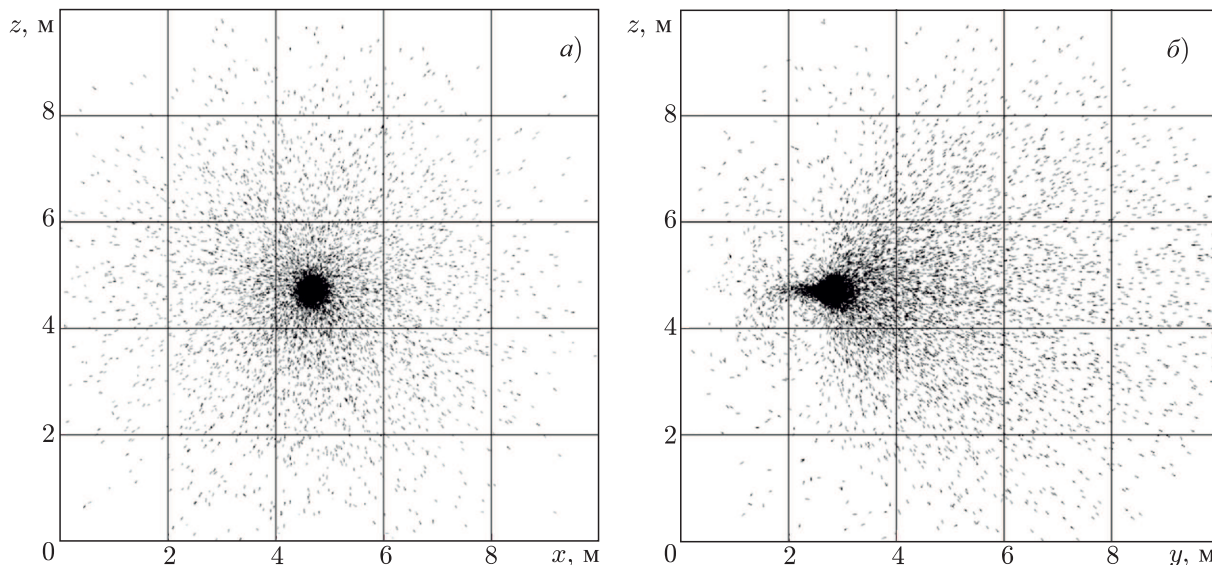


Рис. 1. Распределение и ориентация диполей с резонансной длиной в облаке. Скорость инъекции равна 200 м/с, момент времени 200 мс от начала свободного движения,  $\zeta_{\max} = 5^\circ$ : виды по осям  $y$  (а) и  $x$  (б)

На рис. 1 представлены результаты расчётов для инъекции  $N \approx 10^6$  диполей с основой из стекловолокна, покрытых хорошо проводящим слоем металла, с диаметром 10 мкм, резонансной длиной и начальной скоростью относительно воздуха 200 м/с. Начальная стадия в соответствии с приведёнными выше данными длится около 1 мс, причём в её конце диполи тормозятся до скорости в направлении инъекции (по оси  $y$ ) около 170 м/с и расходятся в радиальном направлении примерно на 20 см. В начале следующей стадии диполи считаются хаотически ориентированными и равномерно распределёнными в объёме усечённого конуса с радиусами оснований 15 и 20 см и расстоянием между ними 15 см, их скорости считаются равными 170 м/с и направленными по лучам, проходящим через вершину конуса. Таким образом, полуугол раскрытия конического потока диполей составляет  $18,5^\circ$ .

Рассчитывается независимое движение диполей с учётом инерции и аэродинамических сил и моментов, а также гравитации. Расчёты показали, что кинетическая энергия диполей спадает за несколько десятков миллисекунд, за это же время облако диполей становится размером порядка нескольких метров и далее расширяется с гораздо меньшей скоростью. Например, на виде по оси  $x$  в моменты времени 50, 100, 150 и 200 мс от начала свободного движения диполей размеры облака составляют  $5 \times 6$  м,  $8 \times 8$  м,  $9 \times 10$  м и  $10 \times 11$  м соответственно. В азимутальном направлении облако диполей практически симметрично, что объясняется тем, что инерция и аэродинамические силы в течение рассматриваемого промежутка времени (до 200 мс) преобладают над гравитацией.

Распределение диполей в облаке оказывается резко неоднородным: можно выделить небольшую плотную центральную область и разреженную периферийную (см. рис. 1). В передней части центральной области ориентация диполей близка к изотропной, а в задней они в основном ориентированы по оси  $y$ . Вокруг задней части центральной области наблюдается тороидальная структура, образованная при вращательном движении искривлённых диполей: они то отходят от оси  $y$ , то вновь подходят близко к ней, определяя повышенную плотность задней части центральной области. В периферийной области преобладает ориентация диполей, направление которой примерно совпадает с направлением локальной среднемассовой скорости диполей: это относительно прямолинейные диполи, которые проходят большее расстояние от места инъекции.



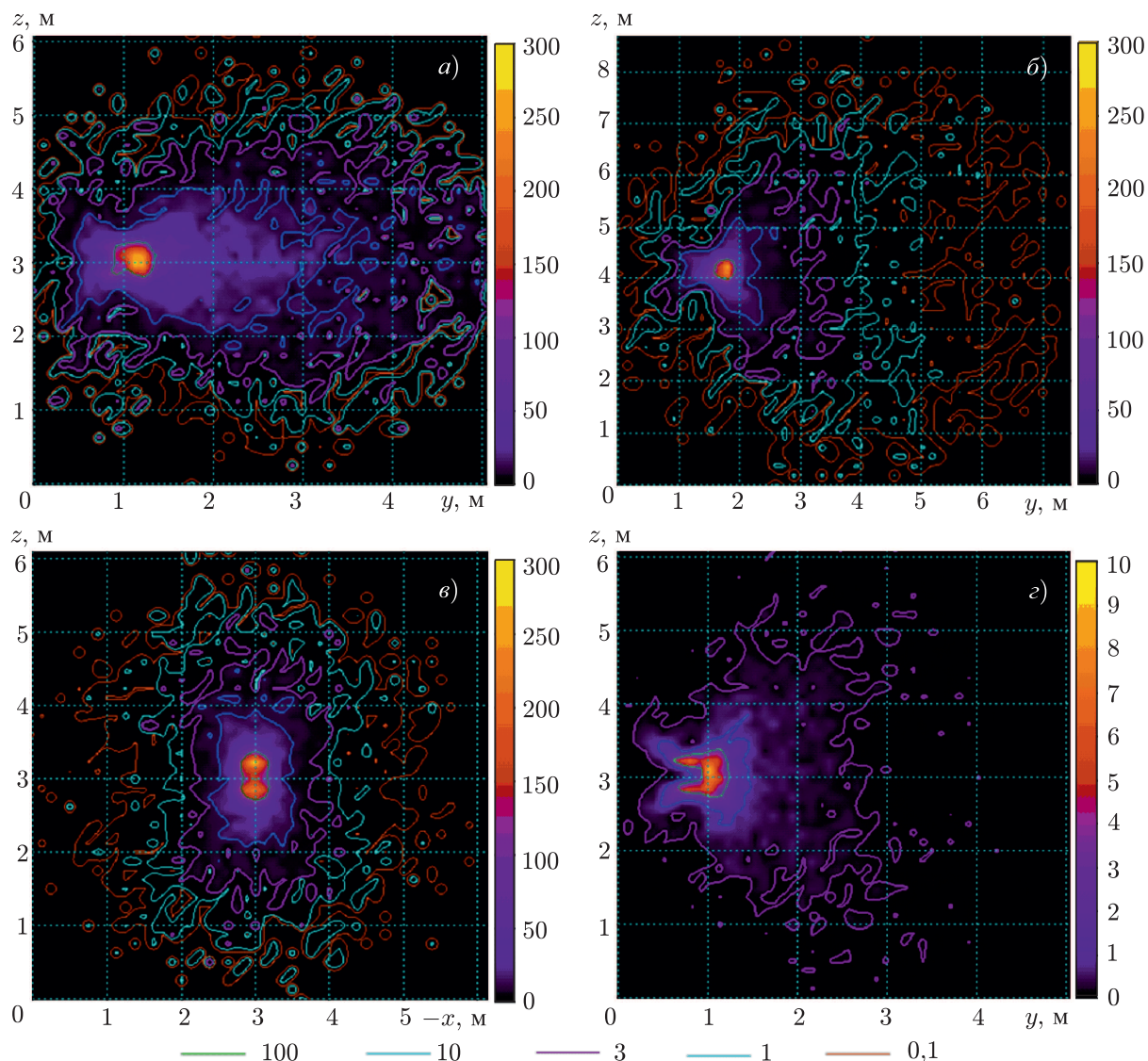


Рис. 2. Распределение оптической плотности облака диполей с резонансной (*а–в*) и нерезонансной ( $0,75\lambda; z$ ) длиной. Скорость инъекции равна 200 м/с, момент времени 200 мс от начала свободного движения,  $\zeta_{\max} = 5^\circ$ : *а*) излучение распространяется вдоль оси  $x$ , поляризация по оси  $y$ ; *б*) излучение вдоль оси  $x$ , поляризация по оси  $z$ ; *в*) излучение вдоль оси  $y$ , поляризация по оси  $z$ ; *г*) нерезонансная длина диполя, аналогично *б*)

## 2.2. Рассеяние резонансного излучения

Оптическая плотность и интенсивность рассеянного обратно излучения (изображение облака в радиоизлучении) оказываются резко асимметричными в азимутальном направлении, причём оптическая плотность зависит от поляризации падающего излучения (вертикальной или горизонтальной), а интенсивность рассеянного обратно излучения и сечение обратного рассеяния — ещё и от поляризации отражённого излучения (см. рис. 2 и 3). Это связано с вышеуказанной анизотропией ориентации диполей.

Число  $N$  диполей таково, что их суммарное сечение обратного рассеяния  $\sigma_{\Sigma_{\max}}$  для резонансной длины волны при оптической прозрачности облака и хаотической их ориентации по (1)

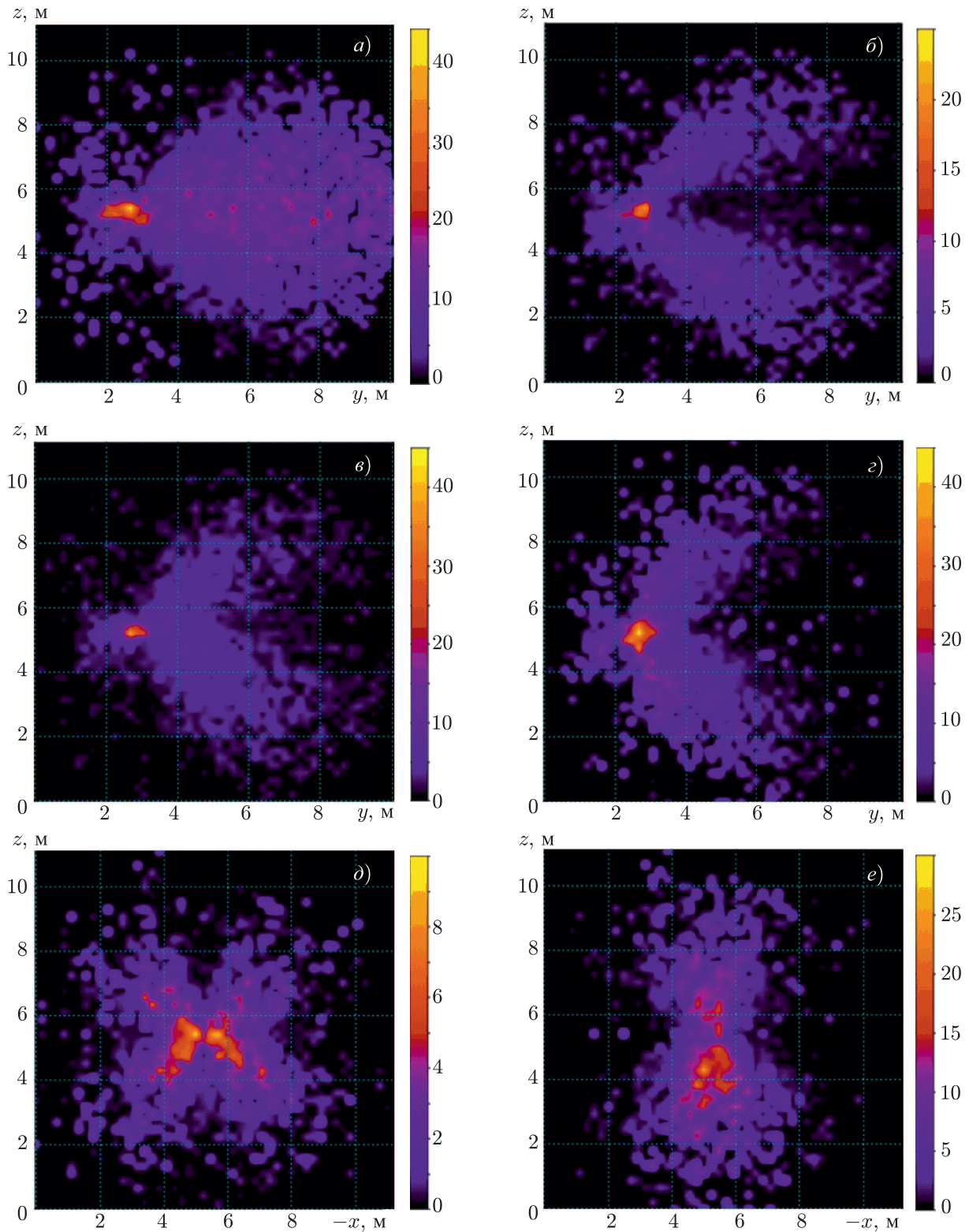


Рис. 3. Распределение интенсивности рассеянного обратного излучения, отнесённой к интенсивности падающего излучения (в процентах). Длина диполя резонансная,  $v_i = 200$  м/с,  $t = 200$  мс,  $\zeta_{\max} = 5^\circ$ : а) падающее излучение распространяется вдоль оси  $x$ , его поляризация направлена по оси  $y$ , поляризация рассеянного излучения по оси  $y$  ( $xuy$ ); б)  $-xyz$ ; в)  $-xzy$ ; г)  $-xzz$ ; д)  $-yzx$ ; е)  $-yzz$

составило бы в несколько раз большее значение, чем получаемое в данных расчётах (см. рис. 4). Причиной этого является экранирование излучения от одних диполей другими диполями. Действительно, оптическая плотность центральной области достигает  $400 \div 800$  (большие значения для горизонтальной поляризации), а оптическая плотность значительной части периферийной области также превышает единицу. В результате вклады центральной области и задней (относительно зондирующего излучения) части периферийной области в интенсивность рассеянного обратного излучения и общее сечение обратного рассеяния облака оказываются относительно малы, а указанные величины в основном определяются процессами в передней (относительно зондирующего излучения) части периферийной области. Её анизотропия вследствие вышеуказанной ориентации диполей обуславливает анизотропию радиофизических свойств облака диполей в целом.

Поскольку диполи в периферийной области преимущественно ориентированы в направлении оси  $y$  (горизонтальная ось в направлении начального движения диполей относительно воздуха), оптическая плотность в этой области для излучения, идущего вдоль другой горизонтальной оси  $x$ , при его горизонтальной поляризации намного выше, чем для вертикальной поляризации, причём в первом случае значителен вклад передней (относительно движения диполей в воздухе) части облака, а во втором — вклад торoidalных структур и радиальных «потоков» диполей (от центральной области в стороны). В результате при горизонтальной поляризации рассеивающий объём вытянут в горизонтальном направлении, а при вертикальной — в вертикальном. Естественно, это связано с тем, что диполь тем сильнее взаимодействует с излучением, чем ближе его ориентация к направлению поляризации электромагнитной волны.

Картина полностью аналогична для излучения, идущего вдоль вертикальной оси  $z$  («вид сверху») вследствие азимутальной симметрии облака диполей.

Для излучения, идущего вдоль горизонтальной оси  $y$ , т. е. на «виде спереди», изолинии оптической плотности для вертикально поляризованного излучения также вытянуты по вертикальной оси, а для горизонтально поляризованного излучения — по горизонтальной оси (вследствие указанной ориентации диполей в периферийной части облака). Количественно соответствующие графики при повороте на  $90^\circ$  совпадают (из-за азимутальной симметрии облака диполей).

Интенсивность рассеянного обратного излучения зависит как от поляризации падающего излучения (чем ближе направление поляризации электромагнитной волны к ориентации диполя, тем больше сила возбуждаемых в диполе токов), так и от поляризации регистрируемого рассеянного излучения (диполь излучает рассеянное излучение с направлением поляризации, определяемым его ориентацией). В результате, например, при зондировании горизонтальным радиолучом могут возникать совершенно различные «изображения» облака диполей, если:

1) поляризация падающего излучения горизонтальная, а поляризация регистрируемого рассеянного излучения вертикальная ( $yz$ );

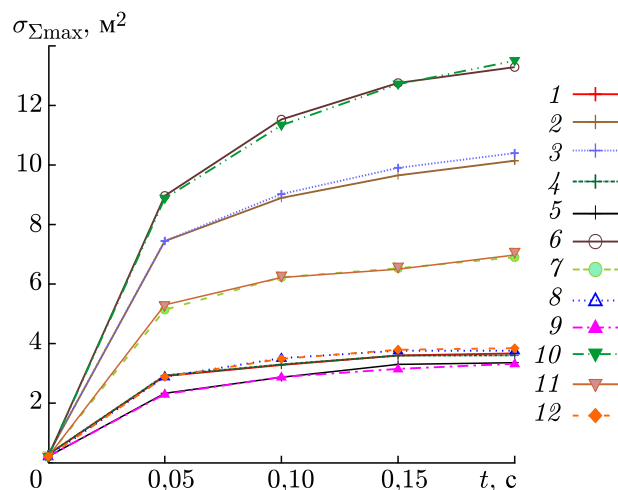


Рис. 4. Временные зависимости сечений обратного рассеяния. Длина диполя нерезонансная,  $v_1 = 200$  м/с,  $\zeta_{\max} = 5^\circ$ : линия 1 — падающее излучение распространяется вдоль оси  $y$ , его поляризация направлена по оси  $x$ , поляризация рассеянного излучения по оси  $z$  ( $yxz$ ), 2 —  $yxz$ , 3 —  $yzx$ , 4 —  $yzx$ , 5 —  $xyz$ , 6 —  $xzy$ , 7 —  $xzz$ , 8 —  $xzy$ , 9 —  $zyx$ , 10 —  $zyy$ , 11 —  $zxx$  и 12 —  $zxy$

2) поляризация падающего излучения вертикальная, а поляризация регистрируемого рассеянного излучения горизонтальная ( $zy$ );

3) поляризация и падающего, и регистрируемого рассеянного излучения горизонтальная ( $yy$ );

4) поляризация и падающего, и регистрируемого рассеянного излучения вертикальная ( $zz$ ).

Интенсивность рассеянного обратно излучения наибольшая, если совпадают ориентация диполей и поляризация и падающего, и регистрируемого рассеянного излучения. Наиболее близка к этому случаю ситуация, когда излучение приходит по оси  $x$  с горизонтальной (по  $y$ ) поляризацией и регистрируется также горизонтально поляризованное излучение ( $yy$ ). Напомним, что диполи в периферийной области преимущественно ориентированы вдоль оси  $y$ . Действительно, из результатов расчётов видно, что тогда наиболее велики видимые размеры облака в рассеянном обратном излучении и сечение обратного рассеяния максимально. Отметим, что из-за отмеченного экранирования центральная область с большой плотностью диполей в данном случае совершенно не видна, наиболее интенсивно излучающий объём образован передней (относительно движения диполей) частью периферийной области и частью тороидальной структуры в задней зоне этой области, а яркость этого объёма близка к яркости белого изотропного рассеивателя.

Для случая вертикальной поляризации излучения (вариант  $zz$ ) при его распространении по оси  $x$  интенсивность рассеянного обратно излучения, а также сечение обратного рассеяния примерно вдвое ниже предыдущего случая  $yy$ . Центральная зона полностью экранирована. Наиболее интенсивно излучающий объём образован средней (относительно движения диполей) частью периферийной области и другой частью тороидальной структуры в задней зоне этой области, т. е. этот объём вытянут в вертикальном направлении и по форме похож на крылья бабочки.

При вертикальной поляризации излучения (вариант  $zz$ ) и его распространении по оси  $y$  рассеяние излучения происходит от передней (относительно движения диполей) части периферийной области облака, обращённой к источнику излучения. В этой части диполи ориентированы преимущественно в направлении от центральной области, т. е. наиболее эффективно взаимодействуют с излучением диполи сверху и снизу, удалённые от оси симметрии облака. Через периферийную зону совершенно не просвечивает центральная, наоборот в этом месте наблюдается минимум излучения, т. к. оптическая плотность периферийной области для рассеяния падающего излучения слишком велика. В результате в регистрируемом отражённом излучении облако диполей выглядит как цифра 8.

Если направления поляризации падающего и регистрируемого рассеянного излучения перпендикулярны друг другу, то для многих диполей либо малы наводимые излучением токи, либо излучаемые электромагнитные волны не регистрируются из-за другой поляризации. В результате интенсивности рассеянного излучения и сечения обратного рассеяния, например в вариантах  $xz$  и  $zx$ , гораздо ниже, чем для  $xx$  и  $zz$ . Наибольший вклад в сигнал вносят диполи, ориентированные под углом  $45^\circ$  к обоим направлениям поляризации. Поэтому, т. к. диполи периферийной области ориентированы преимущественно в направлении от центральной области, то на «виде спереди» облако диполей в вариантах  $xz$  и  $zx$  имеет вид буквы х, а на «виде сверху» и «виде сбоку» — вид двух наклонных лучей, выходящих из центральной области под углами  $\pm 45^\circ$  к оси  $y$ . Сквозь периферийную область проглядывает центральная область, но общее излучение оттуда относительно мало.

Итак, диполи в описанном варианте формируют облако с высокой оптической плотностью. Поэтому сечение обратного рассеяния во много раз меньше, чем в случае оптически прозрачного облака. На форму и сечение обратного рассеяния значительное влияние оказывает анизотропия ориентации диполей.



### 2.3. Рассеяние нерезонансного излучения

Проводились также расчёты для нерезонансного излучения. Характерные результаты вычислений для «длинных» диполей с длиной  $L = 0,75\lambda$  представлены на рис. 5.

Оптическая плотность облака диполей в этих случаях значительно меньше, чем для резонансного излучения, но для диполей из металлизированного стекловолокна вначале она всё же значительно превышает единицу не только в центральной области, но и в периферийной части, особенно значительно для направлений «сбоку» и «сверху» (т.е. по осям  $x$  и  $z$ ). По мере расширения облака вначале плотная периферийная область становится оптически прозрачной, но в центральной области остаётся  $\tau \gg 1$ . На распределениях отражённого излучения поэтому явно видна яркая зона, соответствующая центральной области (см. рис. 2). Если обратное рассеяние диполями периферийной области близко к максимально возможному при данной ориентации и поляризации излучения, то в центральной области в рассеянии участвуют только диполи, находящиеся со стороны приходящего излучения: излучение остальных диполей центральной области заблокировано. Поэтому суммарные сечения рассеяния и в этих случаях ниже, чем при полной оптической прозрачности. Сами сечения рассеяния относительно невелики.

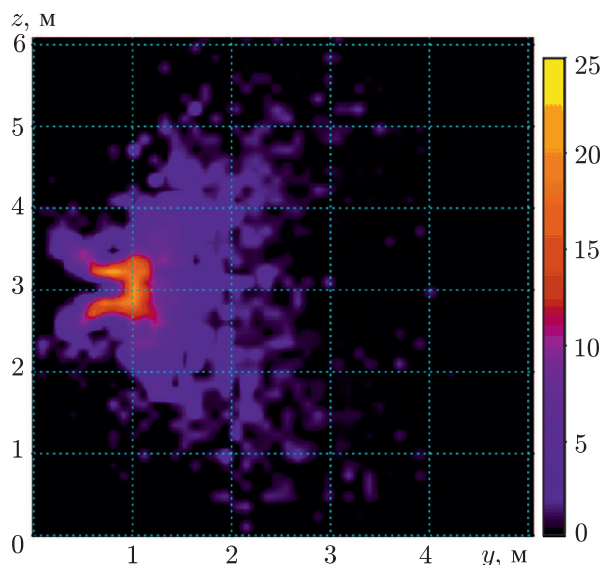


Рис. 5. Распределение интенсивности рассеянного обратного излучения, отнесённой к интенсивности падающего излучения (в процентах, показано цветом)

### 2.4. Влияние неопределённости начальных условий

Для оценки надёжности полученных результатов проанализировано влияние ошибок, связанных с неопределённостью значений малых отклонений формы диполей от прямолинейной, а также приближённостью задания начальных условий независимого движения диполей.

Были вычислены геометрические и радиофизические свойства облаков диполей с вариантом изменённой геометрии начального (для независимого движения диполей) облака: оно задавалось в виде усечённого конуса с диаметрами оснований 12,25 и 25,00 см (в базовом варианте 10 и 20 см) и расстоянием между ними 10 см (в базовом варианте 15 см), т.е. с полууглом раскрытия конического потока диполей  $31,5^\circ$  (в базовом варианте  $18,5^\circ$ ). Такое различие с запасом превышает неопределённость угловых характеристик, связанную с приближённостью описания начальной стадии движения, когда воздух испытывает большое возмущение от движения плотного сгустка диполей.

Казалось бы, столь различные начальные диаграммы направленности должны привести к значительному разбросу геометрических и радиофизических свойств облаков диполей. Однако оказалось, что при статистическом усреднении по сложным трёхмерным траекториям диполей различия оказываются не столь велики и касаются в основном центральной области, которая, как отмечалось выше, вносит относительно небольшой вклад в радиофизические характеристики. Поэтому неудивительно, что при изменённых начальных условиях сечения обратного рассеяния в начальные моменты времени отличались от базового варианта примерно на 10 % (например,

в момент времени 0,05 с от начала свободного движения диполей для горизонтальной поляризации падающего и рассеянного излучения на «виде слева», т.е. по оси  $x$ , сечение обратного рассеяния было на 10 % ниже, а на «виде спереди», т.е. по оси  $y$ , — на 10 % выше), а затем и эти небольшие различия практически исчезали. Таким образом, острой необходимости в уточнении начальной стадии при свободной инжекции компактного скопления диполей, по-видимому, нет.

### 2.5. Влияние формы диполей

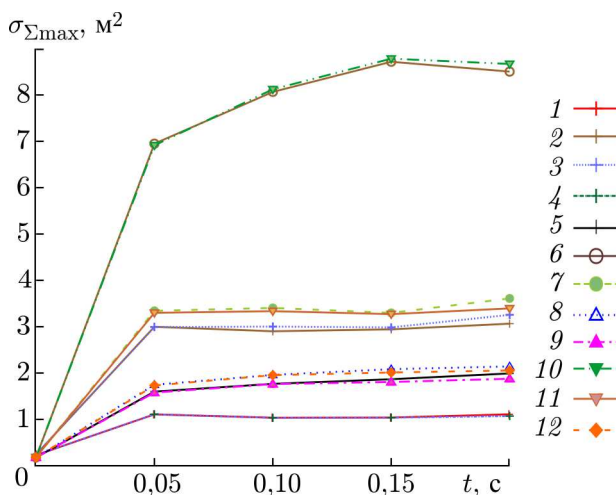


Рис. 6. Временные зависимости сечений обратного рассеяния. Длина диполя резонансная,  $v_1 = 200$  м/с,  $\zeta_{max} = 2^\circ$ . Обозначения линий те же, что и на рис. 4

В результате с уменьшением кривизны диполей растёт оптическая плотность наиболее важной для рассеяния излучения периферийной области и площадь оптически плотного отражающего облака, что и даёт рост сечений обратного рассеяния.

Были вычислены геометрические и радиофизические свойства облаков диполей с  $\zeta_{max} = 2^\circ, 5^\circ$  (базовый вариант) и  $8^\circ$ . Характерные результаты вычислений представлены на рис. 6.

Влияние формы диполей на радиофизические свойства облака оказалось заметнее, чем задания начальных условий свободного движения диполей. Относительно искривлённые диполи с  $\zeta_{max} = 8^\circ$ , например, дают сечение обратного рассеяния примерно на 20 % меньше, чем с  $\zeta_{max} = 5^\circ$  (базовый вариант), а более прямые, с  $\zeta_{max} = 2^\circ$ , — примерно на 20 % больше. Это связано с тем, что более прямые диполи перемещаются по траекториям с меньшей кривизной и большим размером, что приводит к значительному уменьшению числа диполей в центральной области и увеличению в периферийной при примерном сохранении характерных размеров этих зон. В результате с уменьшением кривизны диполей растёт оптическая плотность наиболее важной для рассеяния излучения периферийной области и площадь оптически плотного отражающего облака, что и даёт рост сечений обратного рассеяния.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены вычисления аэродинамики диполей в начале их инжекции в неподвижный воздух, формирования их распределений по пространству, времени и ориентации, изучены радиофизические свойства образующихся облаков диполей.

Показано, что скопление диполей быстро расширяется в первые десятки миллисекунд, образует облако с размерами в несколько метров, которое затем относительно медленно увеличивается. Это облако существенно анизотропно, оно содержит плотную центральную часть и разреженную периферию. На радиофизические характеристики влияют малые искривления диполей (они определяют траектории и, следовательно, ориентацию и плотность диполей).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Jenn D. C. Radar and laser cross section engineering. Reston: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2005. 505 p.

2. Arnott W. P., Huggins A., Gilles I., et al. Determination of radar chaff diameter distribution function, fall speed, and concentration in the atmosphere by use of the NEXRAD radar. Las Vegas: Desert Research Institute, 2004. 30 p.
3. Kim Y. H., Kim S., Han H.-Y., et al. // J. Atmospheric and Oceanic Technology. 2013. V. 30, No. 5. P. 873.
4. Zhang J., Liu Z., Wang H. // J. Computational Information Systems. 2015. V. 11, No. 5. P. 1579.
5. Dan J., Hao C., Lei Z. // Intern. J. Signal Processing, Image Processing and Pattern Recognition. 2016. V. 9, No. 4. P. 131.
6. Marcus S. W. // IEEE Trans. Antennas and Propagation. 2007. V. 55, No. 7. P. 2032.
7. Нигматулин Р. Динамика многофазных сред. Т. 1. М.: Наука, 1987. 464 с.
8. Бюшгенс Г. С., Студнев Р. В. Динамика самолёта. Пространственное движение. М.: Машиностроение, 1983. 320 с.
9. Hoerner S. F. Fluid-dynamic drag: practical information on aerodynamic drag and hydrodynamic resistance. Bricktown: Hoerner Fluid Dynamics, 1965. 452 p.
10. Abney E., McDaniel M. // 23rd AIAA Appl. Aerodynamics Conf. 2005. Toronto 6–9 June 2005. Art. no. AIAA 2005-5086.
11. Кутателадзе С. С. Теплопередача и гидродинамическое сопротивление: Справочное пособие. М.: Энергоатомиздат, 1990. 367 с.
12. Poggio A., Adams R. Approximations for terms related to the kernel in thin-wire integral equations. Livermore: Lawrence Livermore Laboratory, 1977. 55 p.
13. Miller E., Burke G. // Proc. IEEE. 1992. V. 80, No. 1. P. 24.
14. Harrington R. F. Field computation by moment methods. New York: IEEE, 1993. 229 p.
15. Poggio A. Integral representations for fields due to sources on open surfaces with applications to end caps. Livermore: Lawrence Livermore Laboratory, 1974. 60 p.
16. Burke G., Poggio A. Numerical electromagnetics code (NEC)-Method of moments. A user-oriented computer code for analysis of the electromagnetic response of antennas and other metal structures. Part 1: Program description-theory. San-Diego: Naval Ocean Systems Center, 1981. 81 p.
17. Ralston A. First course in numerical analysis. Mineola: Dover Publications, 2012. 576 p.
18. Molteno T. C. A. NEC2++: An NEC-2 compatible numerical electromagnetics code. Dunedin: University of Otago, 2014. 26 p.
19. Pouliguen P. // Annales Des Télécommunications. 1993. V. 48, No. 5–6. P. 305.

Поступила в редакцию 24 октября 2016 г.; принята в печать 11 сентября 2017 г.

## DYNAMICS OF DIPOLES AND THEIR INTERACTION WITH RADIO WAVES

*E. S. Chuvashева, N. M. Yakimov, S. N. Chuvashев, S. N. Vagonov, and I. G. Zorina*

We calculate the shapes, dimensions, density distributions and orientations of dipoles for clouds consisting of millions of the dipoles, which are formed during fractions of a second when such clouds are injected into air at a high speed, using the three-dimensional nonstationary formulation and applying the Monte Carlo method and aerodynamics equations for the motion of electric dipoles. The values of the optical density, radiation intensity, and backscattering cross sections of such clouds are calculated for different directions and polarizations of the incident and detected scattered resonance and nonresonance radiation. Great influence of small aberrations in the rectilinear form of the dipoles is demonstrated. It is shown that a great part of the dipoles of metallized fiberglass does not take part in the scattering due to shielding, which reduces the backscattering cross sections by many times.