

Б.В. Кауль

Влияние электрического поля на ориентацию частиц ледяных облаков

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 29.05.2006 г.

Рассматривается ориентация частиц ледяных облаков при одновременном воздействии на них аэродинамического ориентирования и вертикального градиента электрического поля. Это конкурирующие процессы. Первый стремится ориентировать частицы большими размерами в горизонт, а второй — в вертикальное положение. Показано, что поле напряженностью порядка 10^4 В/м способно компенсировать действие аэродинамических сил на частицы размерами в несколько микрон. Для ориентации электрическим полем субмикронных частиц требуется напряженность поля порядка 10^5 В/м, так как при меньших значениях энергии электрического взаимодействия оказывается меньше kT . Кроме того, поле такого порядка способно преодолеть действие аэродинамических сил и ориентировать частицы микронного диапазона большими диаметрами вертикально. Для ориентации всех частиц по электрическому типу в диапазоне размеров от 0,1 до 1000 мкм требуется напряженность поля порядка $2 \cdot 10^6$ В/м.

Введение

Пространственная ориентация несферических частиц ледяных облаков заметно сказывается на коэффициентах пропускания и направленного светорассеяния. Это необходимо учитывать при расчетах потоков солнечной радиации.

Ориентация зависит от совокупного воздействия нескольких физических факторов. К факторам, способствующим ориентации, относятся моменты аэродинамических сил, возникающие при падении частиц и при пульсациях скорости ветра. Сюда же следует отнести ориентацию в электрическом поле. К факторам, разрушающим ориентацию, относятся взаимодействие частиц с мелкомасштабными турбулентными движениями воздуха и броуновское вращение. Последнее существенно только для частиц субмикронного и микронного размеров.

Ориентация под воздействием аэродинамических факторов рассмотрена нами в работах [1, 2]. Так как моменты аэродинамических сил для размеров частиц субмикронного и микронного диапазонов сопоставимы со случайными моментами броуновского движения, то такие частицы считались неориентированными. Реально аэродинамической ориентации подвержены частицы размерами выше 20 мкм. Для таких частиц броуновское вращение несущественно, а основным деструктивным фактором является взаимодействие с турбулентными ячейками интервала диссипации энергии. Возможное воздействие электрических полей на ориентацию частиц ледяных облаков в [1, 2] не учитывалось. В данной статье рассматривается совместное действие аэродинамического момента сил, возникающего при падении частицы, и момента электрических сил, возникающего при наличии вертикального градиента электрического поля.

Потенциальная энергия ледяных несферических частиц в электрическом поле

Ориентация частиц в электрическом поле может происходить вследствие анизотропии диэлектрических свойств материала частиц и по причине различия поляризованности по различным направлениям у несферических частиц с изотропной диэлектрической проницаемостью. Будем считать, что ледяным облачным частицам соответствует второй случай, а незначительным двойным лучепреломлением гексагональных кристаллов льда будем пренебрегать. Принимается, что электрическая проводимость равна нулю. Тогда относительная диэлектрическая восприимчивость

$$\chi = \varepsilon - 1,$$

где ε — диэлектрическая проницаемость. Для чистого льда в статическом поле $\chi = 72$ [3].

В дальнейшем ледяные гексагональные столбики и пластинки будем аппроксимировать вытянутыми и сплюснутыми эллипсоидами вращения. Введем подвижную систему координат, которая обозначается тройкой взаимно ортогональных единичных векторов $\mathbf{n}_1 \times \mathbf{n}_2 = \mathbf{n}_3$, направленных вдоль осей эллипсоида вращения. За ось вращения принимается направление \mathbf{n}_3 . В неподвижной системе координат $\mathbf{e}_x \times \mathbf{e}_y = \mathbf{e}_z$ вектор напряженности статического поля \mathbf{E} направлен вдоль оси z . Преобразование компонент векторов из неподвижной системы координат в подвижную производится матричным оператором $\mathbf{M}(\varphi, \theta, \gamma)$, где φ, θ, γ — углы Эйлера.

Потенциальная энергия частицы равна взятому с обратным знаком скалярному произведению

вектора наведенного дипольного момента на вектор напряженности поля

$$U = -\mathbf{p}\mathbf{E}. \quad (1)$$

Компоненты дипольного момента однородного изотропного эллипсоида в подвижной системе координат \mathbf{n} определяются формулой [4]:

$$p_n = \frac{\varepsilon_0 \chi V}{1 + \kappa_n \chi} E_n, \quad n = 1, 2, 3, \quad (2)$$

где $\varepsilon_0 = (4\pi \cdot 9 \cdot 10^9)^{-1}$ Кл/(В · м) – электрическая постоянная [5]; $V = 4\pi a_1 a_2 a_3 / 3$ – объем эллипсоида; κ_n – форм-фактор. В формуле (2) компоненты напряженности статического поля должны быть записаны в подвижной системе координат. Для этого осуществляется преобразование $\mathbf{E}_n = \mathbf{M}\mathbf{E}_i$ ($i = x, y, z$). Чтобы записать вектор дипольного момента в неподвижной системе координат, нужно совершить обратное преобразование $\mathbf{p} = \mathbf{M}^{-1}\mathbf{p}_{(n)}$. Матрица \mathbf{M} ортогональная так, что $\mathbf{M}^{-1} = \mathbf{M}^T$. В формулу (1) должно быть подставлено следующее выражение для дипольного момента:

$$\mathbf{p} = \varepsilon_0 V \mathbf{M}^{-1} \hat{\chi} \mathbf{M} \mathbf{E}, \quad (3)$$

где $\hat{\chi}$ – диагональная матрица с компонентами $\chi / (1 + \kappa_n \chi)$. Форм-факторы κ_n , определяющие тензорный характер поляризованности частицы, вычисляются через длины полуосей эллипсоида по формуле [4]:

$$\kappa_n = \int_0^\infty \frac{a_1 a_2 a_3 dx}{2(a_n^2 + x) [(a_1^2 + x)(a_2^2 + x)(a_3^2 + x)]^{1/2}}. \quad (4)$$

Для полуосей эллипсоидов вращения введем обозначения $a_1 = a_2 = a_\perp$, $a_3 = a_\parallel$, т.е. перпендикулярно и параллельно оси вращения. Соответственно $\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa_\perp$, $\kappa_3 = \kappa_\parallel$. Зависимость форм-факторов от соотношения длин полуосей β , вычисленная по формуле (4), показана на рис. 1.

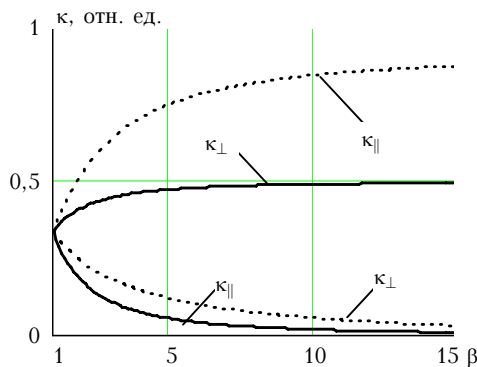


Рис. 1. Форм-факторы κ : для вытянутых эллипсоидов – сплошные, для сфероидов – пунктирные линии

Подстановка (3) в (1) после проведения соответствующих матричных преобразований дает следующее выражение для потенциальной энергии:

$$U_e(\theta) = -\frac{1}{2} \varepsilon_0 V E^2 (\alpha_\perp \sin^2 \theta + \alpha_\parallel \cos^2 \theta), \quad (5)$$

где

$$\alpha_\perp = \chi / (1 + \kappa_\perp \chi), \quad \alpha_\parallel = \chi / (1 + \kappa_\parallel \chi).$$

Если отвлечься от действия всех прочих сил, кроме электрических, то частица займет такое положение, при котором потенциальная энергия будет минимальна, а действующий момент сил M_e обратится в нуль. Вторая производная при этом должна быть положительной:

$$M_e(\theta) = \frac{\partial U_e}{\partial \theta} = -\frac{1}{2} \varepsilon_0 V E^2 (\alpha_\perp - \alpha_\parallel) \sin 2\theta = 0; \quad (6)$$

$$U_e'' = -\varepsilon_0 V E^2 (\alpha_\perp - \alpha_\parallel) \cos 2\theta > 0.$$

Если $\alpha_\parallel > \alpha_\perp$ – случай вытянутых эллипсоидов, то условия (6) выполняются при $\theta = 0$. Ось вращения устанавливается параллельно вектору поля \mathbf{E} . Если $\alpha_\parallel < \alpha_\perp$, то ось вращения становится перпендикулярно вектору \mathbf{E} . В любом случае большой диаметр частицы устанавливается параллельно вектору напряженности поля. Если направление \mathbf{E} совпадает с вертикалью, то эта тенденция оказывается противоположной действию аэродинамических сил, возникающих при падении, под действием которых частицы стремятся выстроиться большими диаметрами в горизонтальное положение.

Уравнения движения частиц

Уравнения вращения твердого тела в обобщенных координатах имеют вид

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L(q_i, \dot{q}_i)}{\partial \dot{q}_i} - \frac{\partial L(q_i, \dot{q}_i)}{\partial q_i} = -\xi \dot{q}_i + N(t), \quad (7)$$

где L – функция Лагранжа, а в качестве обобщенных координат и скоростей выступают углы Эйлера и их производные по времени. Если правая часть равна нулю, то уравнения описывают движение в поле консервативных сил. В данном случае в правой части стоят силы вязкого трения и случайный момент сил, возникающий из-за флуктуаций числа столкновений с молекулами воздуха. Он обладает следующими свойствами:

$$\langle N(t) = 0 \rangle, \quad \langle N(t) N(t') \rangle = F(N) \delta(t - t'), \quad (8)$$

где N – случайная величина с размерностью момента сил.

Функция Лагранжа для симметричного волчка имеет следующий вид:

$$L = \frac{I_\perp}{2} (\dot{\varphi}^2 \sin^2 \theta + \dot{\theta}^2) + \frac{I_\parallel}{2} (\dot{\varphi} \cos \theta + \dot{\gamma})^2 - U_e(\theta) - U_a(\theta), \quad (9)$$

где I_\parallel – момент инерции при вращении вокруг оси вращения эллипсоида – оси \mathbf{n}_3 подвижной системы координат. Момент инерции при вращении вокруг

любого направления, перпендикулярного указанному, обозначен как I_{\perp} . Момент электрических сил определен формулой (6). Производная $\partial U_a / \partial \theta$ потенциальной энергии взаимодействия с набегающим на падающую частицу потоком воздуха определяет действующий момент аэродинамических сил [4]:

$$M_a(\theta) = \partial U_a / \partial \theta = \lambda u^2 \rho V \sin 2\theta / 2, \quad (10)$$

где u — скорость падения частицы; ρ — плотность воздуха; λ — аэродинамический форм-фактор, который выражается через эксцентриситет эллипсоида [1]. При изменении отношения большой полуоси к малой от 1,5 до 5 λ изменяется от 0,53 до 0,6 для сфероидов и от 0,36 до 0,12 для вытянутых эллипсоидов вращения.

Подстановка (9) в (7) с учетом (6) и (10) дает систему трех уравнений движения. Уравнения оказываются довольно сложными для анализа, так как в них входят члены, содержащие произведения обобщенных угловых скоростей. К тому же в правых частях стоят компоненты случайного момента сил. В то же время ясно, что вращения по углам φ и γ обусловлены исключительно броуновским вращением, так как моменты M_a и M_e зависят только от угла θ . Броуновское вращение рассмотрим в подвижной системе координат, где уравнения движения имеют следующий вид [6]:

$$\begin{aligned} I_1 \frac{d\omega_1}{dt} + (I_3 - I_2)\omega_2\omega_3 &= -\xi\omega_1 + N_1(t), \\ I_2 \frac{d\omega_2}{dt} + (I_1 - I_3)\omega_1\omega_3 &= -\xi\omega_2 + N_2(t), \\ I_3 \frac{d\omega_3}{dt} + (I_2 - I_1)\omega_2\omega_3 &= -\xi\omega_3 + N_3(t), \end{aligned} \quad (11)$$

причем $I_1 = I_2 = I_{\perp}$, $I_3 = I_{\parallel}$. Через ω_i обозначены угловые скорости, направленные по соответствующим осям подвижной системы координат. Система уравнений (11) с нулевыми правыми частями описывает прецессию симметричного волчка, вращающегося с постоянной скоростью вокруг направления \mathbf{n}_3 , на который не действуют посторонние силы.

Формальное решение третьего уравнения (11) имеет следующий вид [7]:

$$\omega_3(t) = C e^{-\xi t / I_3} + e^{-\xi t / I_3} \int N_3(t) e^{\xi t / I_3} dt. \quad (12)$$

Согласно (8) функция $N(t)$ — это последовательность знакопеременных некоррелированных импульсов с нулевым средним и случайными временами прихода, амплитудами и длительностями. Поэтому речь может идти лишь о некоторых статистических характеристиках, усредненных по времени. Ясно, что $\langle \omega_3 \rangle = 0$, поскольку под интегралом стоит знакопеременная функция с нулевым средним, а переходный член, являющийся решением однородного уравнения, при усреднении также обращается в нуль. Функция автокорреляции имеет вид

$$f(\tau) = \langle \omega_3(t)\omega_3(t - \tau) \rangle = F_3 \exp(-\xi \tau / I_3). \quad (13)$$

При ее определении использованы второе свойство (8) и теорема эргодичности. Для определения F можно воспользоваться тем, что при $\tau = 0$ функция корреляции принимает значение дисперсии случайной величины $\langle \omega_3^2 \rangle$, и известным положением кинетической теории о том, что кинетическая энергия $I \langle \omega^2 \rangle / 2$, приходящаяся на одну степень свободы, равна $kT/2$. С учетом этого окончательно получается

$$f(\tau) = kT \exp(-\xi \tau / I_3) / I_3. \quad (14)$$

Величину I/ξ можно назвать временем «забывания» текущего состояния.

Сложив первое и второе уравнения системы (11), можно получить подобный результат для вращения в плоскости, содержащей ось вращения эллипсоида. Формула будет отличаться множителем 2 перед kT , поскольку в этом движении участвуют две степени свободы, и вместо I_3 следует подставить $I_1 = I_2 = I_{\perp}$.

Моменты инерции при вращении вокруг направлений, перпендикулярных оси эллипсоида, равны $I_1 = I_2 = M(a_{\perp}^2 + a_{\parallel}^2)/5$, а при вращении вокруг оси $I_3 = 2Ma_{\perp}^2/5$, где $M = 4\pi a_{\perp}^2 a_{\parallel} \rho / 3$ — масса частицы. Коэффициент вязкого трения ξ [$\text{кг} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$] выражается через динамическую вязкость η формулами [8]: для шара $\xi = 8\pi\eta R^3$; для сильно сплюснутого сфероида, вращающегося вокруг большой оси, $32\eta R^3/3$; для вытянутого эллипсоида вращения с малой полуосью a_{\perp} и отношением полуосей $a_{\parallel}/a_{\perp} = \beta$, вращающегося вокруг малой оси, $\xi = 16\pi\eta a_{\perp}^3/3$, где

$$\Lambda = (\beta^4 - 1) \left[(2\beta^2 - 1)(\beta^2 - 1)^{-0.5} \ln(\beta + \sqrt{\beta^2 - 1}) - \beta \right]^{-1}. \quad (15)$$

Величина $B_{\omega} = 1/\xi$ называется вращательной подвижностью [8]. Средний угол $\langle \theta \rangle$, на который повернется частица за характеристическое время I/ξ , равен $\sqrt{2kTI_{\perp}}/\xi$ (таблица).

Средний угол поворота $\langle \theta \rangle$ эллипсоидальной частицы с размером большой полуоси l за время корреляции $\tau = I/\xi$

l , мкм	0,1	1	5	10	50	100
$\langle \theta \rangle^{\circ}$	1,6	0,5	0,22	0,16	0,07	0,05

Из представленных данных видно, что существенные повороты возможны для частиц субмикронных размеров. Для более крупных частиц кристаллических облаков броуновское вращение представляет собой не что иное, как беспорядочные повороты в пределах десятых долей градуса. Можно показать, что время, в течение которого происходит ориентация частицы, например сфероида

с отношением большой полуоси к малой, равным β , определяется формулой

$$\tau_0 = 8\eta(1 + \kappa_{\perp}\chi)(1 + \kappa_{\parallel}\chi) \left[\varepsilon_0 \pi \beta |\kappa_{\perp} - \kappa_{\parallel}| \chi^2 E^2 \right]^{-1}.$$

При $E = 10^4$ В/м оно равно $2,88 \cdot 10^{-2}$ с для частиц всех размеров. За это время из-за вращательной диффузии частица может отклониться на угол $\langle \theta \rangle = \sqrt{2kTB_0 \tau_0}$. Оценки показывают, что только частицы субмикронных размеров могут отклониться на угол больше 1 рад. Частица размером 10 мкм может отклониться примерно на 2° . Если $E = 10^6$ В/м, то $\tau_0 = 2,88 \cdot 10^{-6}$, и даже субмикронные частицы не успевают совершить существенный угловой дрейф. Предположим, что, по крайней мере, для частиц размерами больше нескольких микрон броуновское вращение является малым возмущением, накладываемым на движение под действием консервативных сил и силы трения. Тогда уравнение движения запишется в следующем виде:

$$I_{\perp} \frac{d^2\theta}{dt^2} + \xi \frac{d\theta}{dt} + \frac{1}{2} m \sin 2\theta = 0, \quad (16)$$

где

$$m = \frac{1}{2} V [\lambda u^2 \rho - \varepsilon_0 (\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}) E^2]. \quad (17)$$

Подстановка $2\theta = \Theta$ приводит (16) к уравнению движения маятника с затуханием. Известно, что в случае малых колебаний уравнение (16) допускает три вида движения в зависимости от знака $s = ((\xi/I_{\perp})^2 - |m|/I_{\perp})$. При $s > 0$ и $s = 0$ происходит аperiодическое движение к положению равновесия, а при $s < 0$ — затухающие колебания возле этого положения. Динамика процесса существенна при изучении электрооптических явлений. В нашем случае она нас не интересует, как и нелинейность уравнения (16), которое при определенных условиях допускает вращение частицы с последующим переходом в режим затухающих колебаний. В любом случае частица в конечном итоге займет положение, при котором действующий момент сил равен нулю. Именно это представляет интерес с точки зрения влияния электрического поля на ориентацию. Поэтому достаточно рассмотреть поведение суммы моментов аэродинамического и электрического взаимодействий.

Соотношение между аэродинамическими и электрическими силами

Предварительно сделаем следующее замечание относительно способности электрического поля ориентировать частицы льда различных размеров, полагая, что на них не действуют другие силы, кроме броуновского движения. За критерий начала ориентации примем начало превышения потенци-

альной энергии электрического взаимодействия (5) над уровнем kT . Тогда оказывается, что для ориентации частиц размерами 0,5 мкм требуется поле порядка 10^5 В/м; поле $E = 10^4$ В/м способно ориентировать частицы размерами более 2 мкм; соответственно далее: $E = 10^3$ В/м, $l > 10$ мкм; $E = 10^2$ В/м, $l > 35$ мкм; $E = 10$ В/м, $l > 200$ мкм. Ясно, что подобное поведение обусловлено зависимостью электрического момента сил от объема частицы.

Сказанное означает, что взвешенные частицы размерами в несколько десятков микрон и более могли бы ориентироваться в электрическом поле порядка 10^2 В/м, что сопоставимо с полем у поверхности Земли. Но если частицы субмикронного и микронного размеров можно считать практически взвешенными, то частицы размерами более 10 мкм уже имеют заметную скорость оседания. На них действуют аэродинамические силы, которые, как отмечалось выше, направлены против действия электрических сил.

Отметим, что в определении момента (10), принятом в [1], угол θ отсчитывался от вертикали до малой оси эллипсоида вращения, а в данной работе он в любом случае отсчитывается от вертикали до оси вращения. В принятой здесь системе отсчета для сфероидов θ имеет тот же смысл, что и в [1], а в случае вытянутых эллипсоидов в (10) следует вместо угла θ подставить $(\theta + \pi/2)$, что означает смену знака в правой части формулы (10).

С учетом сказанного для суммарных моментов в положении равновесия должно выполняться следующее:

для сфероидов

$$M_{\text{сф}}(\theta) = \frac{1}{2} V [\lambda u^2 \rho - \varepsilon_0 (\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}) E^2] \sin 2\theta = 0, \quad (18)$$

для эллипсоидов

$$M_{\text{эл}}(\theta) = \frac{1}{2} V [-\lambda u^2 \rho - \varepsilon_0 (\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}) E^2] \sin 2\theta = 0, \quad (19)$$

условие минимума

$$\partial^2 U / \partial^2 \theta = \partial M / \partial \theta > 0. \quad (20)$$

Отметим, что величины V , u , λ , α должны быть помечены соответственно индексами «сф» и «эл», поскольку для сфероидов и эллипсоидов они определяются разными формулами.

Для сфероидов $\alpha_{\perp} > \alpha_{\parallel}$ и из (18), (20) следует, что ось частицы занимает положение $\theta = 0$, если $\lambda u^2 \rho > \varepsilon_0 (\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}) E^2$, но $\theta = \pi/2$, если $\lambda u^2 \rho < \varepsilon_0 (\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}) E^2$. Для вытянутых эллипсоидов $\alpha_{\perp} < \alpha_{\parallel}$ и $\theta = 0$, если $\lambda u^2 \rho < \varepsilon_0 (\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}) E^2$, но $\theta = \pi/2$, если $\lambda u^2 \rho > \varepsilon_0 (\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel}) E^2$. Кроме того, моменты обращаются в нуль при равенстве нулю выражений, стоящих в квадратных скобках. Это означает взаимную компенсацию аэродинамических и электрических сил, т.е. отсутствие ориентации.

В этой связи представляет интерес рассмотреть соотношение этих сил для частиц разных размеров.

Отметим, что объем частиц одинаковым образом входит в выражения для моментов аэродинамических и электрических сил. Следовательно, интересующее нас соотношение зависит только от членов, стоящих в квадратных скобках формул (18), (19). Форм-фактор λ зависит от типа частицы и отношения большой оси к малой. От этого же отношения зависят α_{\perp} и α_{\parallel} (см. формулы (4), (5) и рис. 1). Но скорость падения частицы зависит от ее размера и определяется из известного эмпирического соотношения [9], которое, если его записать в основных единицах системы СИ, имеет следующий вид:

$$u = 10^{3b-2} Al^b, \text{ м/с}, \quad (21)$$

где l — наибольший размер частицы, м. Значения эмпирических констант A и b для частиц с разными соотношениями большого и малого диаметров приведены в [9]. Для иллюстрации возьмем частицы с отношением диаметров 2,5/1 и определим: для сфероидов — $A = 50$, $b = 0,75$; для вытянутых эллипсоидов — $A = 70$, $b = 0,92$. В соответствии с результатами, представленными на рис. 1, имеем: для эллипсоидов $\kappa_{\parallel} = 0,134$, $\kappa_{\perp} = 0,432$; для сфероидов $\kappa_{\parallel} = 0,590$, $\kappa_{\perp} = 0,200$. Значения форм-факторов λ : для сфероидов 0,57; для эллипсоидов 0,23.

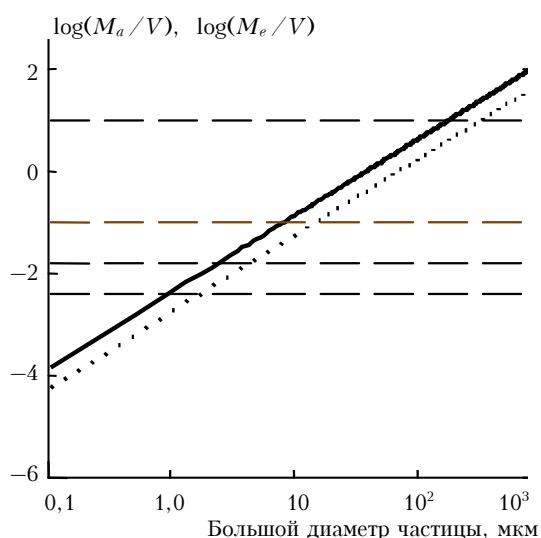


Рис. 2. Аэродинамические моменты сил, отнесенные к объему частиц: сплошная линия — сфероиды, пунктирная — вытянутые эллипсоиды; электрические моменты сил (горизонтальные штриховые линии снизу вверх), вычисленные для сфероидов и отнесенные к объему частиц при напряженности электрического поля $E_i = 10^4, 2 \cdot 10^4, 1 \cdot 10^5, 5 \cdot 10^5$ В/м. Значения моментов сил для вытянутых эллипсоидов близки к вычисленным для сфероидов

На рис. 2 показаны результаты сравнения моментов сил аэродинамического и электрического происхождения, отнесенных к объему частицы. Точки пересечения линий $\log(M_a(l)/V)$, $\log(M_e(E_i)/V)$ с горизонтальными линиями определяют наиболь-

ший диаметр частицы, при котором происходит взаимная компенсация моментов сил, если $E = E_i$. Частицы мельче этого размера испытывают преимущественное воздействие электрических сил. У более крупных частиц преобладает аэродинамическое ориентирование.

Заключение

Для заметного проявления электрического ориентирования в ледяных облаках, протекающего в условиях его конкуренции с аэродинамической ориентацией, требуются электрические поля напряженностью 10^4 В/м и выше. Если допустить существование таких полей, то совместное действие электрических и аэродинамических сил будет проявляться в том, что по мере возрастания напряженности электрического поля сначала мелкие, а затем все более крупные частицы будут ориентироваться большими диаметрами по направлению электрического поля. Затем должна следовать область размеров, где происходит взаимная компенсация и ориентации частиц не происходит. Далее следует область крупных частиц, для которых преобладает аэродинамическое ориентирование. Если верхний предел размеров определить величиной 10^3 мкм, то для полного преобладания электрического типа ориентирования потребуется поле с напряженностью порядка $2 \cdot 10^6$ В/м, т.е. близкое к электрическому пробое воздуха.

Возможность сильной электризации при падении ледяных частиц не вызывает сомнения — известен феномен зимних гроз. Но они наблюдались при сильных снегопадах и метелях. Сведениями, которые бы подтверждали или опровергали существование полей с напряженностью $10^4 \div 10^6$ В/м в кристаллических облаках верхнего яруса, автор не располагает.

Оценки, полученные из величин плотности тока и проводимости воздуха в слоисто-дождевых облаках [10], показывают, что напряженность поля может достигать величин порядка 10^4 В/м, но в этих облаках намного выше концентрация частиц, чем в перистых облаках. С другой стороны, такие формы гало, как солнечные столбы и ложное Солнце, а также аномальное обратное рассеяние, наблюдающееся при лазерном зондировании кристаллических облаков, объясняются горизонтальным расположением больших граней кристаллов, чему способствует аэродинамическое ориентирование частиц.

Из сказанного напрашивается вывод, что, возможно за редкими исключениями, электрическое поле не оказывает существенного влияния на ориентацию частиц кристаллических облаков. Более конкретные выводы можно сделать по мере накопления сведений об электрических полях в кристаллических облаках. Если величина напряженности электрического поля известна, то изложенное в данной статье в совокупности с материалом работы [1] позволяет определить распределение частиц по углам ориентации при совместном действии аэродинамического и электрического ориентирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке Федерального агентства по науке и инновациям РФ (гос. контракт № 02.452.11.7032) и РФФИ (грант № 04-05-64495).

1. Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Ориентация частиц кристаллических облаков *Si*. Часть 1. Ориентация при падении // Оптика атмосф. и океана. 2005. Т. 18. № 11. С. 963–967.
2. Кауль Б.В., Самохвалов И.В. Ориентация частиц кристаллических облаков *Si*. Часть 2. Азимутальная ориентация // Оптика атмосф. и океана. 2005. Т. 19. № 1. С. 44–48.
3. Хиттель А.Р. Диэлектрики и волны / Пер. с англ. М.: Наука, 1960. 271 с.
4. Долгинов А.З., Гнедин Ю.Н., Силантьев Н.А. Распространение и поляризация излучения в космической среде. М.: Наука, 1979. 423 с.
5. Чертов А.Г. Международная система единиц измерений. М.: Высш. шк., 1967. 287 с.
6. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 1. Механика. М.: Наука, 1988. 215 с.
7. Камке Э. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. М.: Наука, 1976. 576 с.
8. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. М.: Изд. АН СССР, 1955. 450 с.
9. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеопздат, 1984. 198 с.
10. Имянитов И.М., Шифрин К.С. Современное состояние исследований атмосферного электричества // Успехи физ. наук. 1962. Т. 76. Вып. 4. С. 593.

B.V. Kaul. Influence of electric field on ice cloud orientation.

Orientation of ice clouds experienced a simultaneous acting of aerodynamic orientating and electric field vertical gradient is considered. These processes compete. The former orients particles by their large diameters horizontally and the latter does the same vertically. It is shown that a field with intensity of about 10^4 V/m is capable to compensate the action of aerodynamic forces on particles with sizes of a few microns. To orient sub-micron particles, an electric field intensity of about 10^3 V/m is required, because at lower values the electric interaction energy turns to be less than kT . Besides, such a field intensity is capable to overcome the action of aerodynamic forces and orient micron particles by their large diameters vertically. To orient all particles with sizes between 0.1 and 1000 nm following the electric pattern, a field intensity of about $2 \cdot 10^6$ V/m is required.