

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

УДК 535.211

А.П. Пришивалко, В.А. Бабенко, И.Р. Кацева, С.Т. Лейко

О ТЕПЛОВОМ РАЗРУШЕНИИ АТМОСФЕРНЫХ ЛЕДЯНЫХ ЧАСТИЦ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ С $\lambda = 10,6$ мкм

Проведено численное моделирование процесса теплового разрушения атмосферных ледяных частиц под действием высокоинтенсивного излучения с $\lambda = 10,6$ мкм. Этапами решения этой задачи являются: 1) выбор и обоснование геометрической модели ледяных частиц; 2) электродинамический расчет распределения тепловыделения внутри частиц; 3) численное решение уравнения теплопроводности с соответствующими начальными и граничными условиями; 4) приближенное решение уравнения упругости. Проведено сопоставление результатов для достаточно больших сферических и цилиндрических частиц льда. Получены зависимости времени, прошедшего от начала воздействия до разрушения частиц, в зависимости от интенсивности излучения. Показано, что среднеобъемная удельная энергия, достаточная для разрушения частиц, слабо зависит от интенсивности излучения и формы частицы, а в основном определяется ее радиусом.

1. Введение

Задачи нелинейного взаимодействия излучения с отдельными частицами атмосферных аэрозолей постоянно находятся в центре внимания исследователей в связи с различными аспектами практической проблемы распространения высокоинтенсивного лазерного излучения (ВИЛИ) в облаках и туманах (см., например, обзор [1]). Одной из наиболее сложных задач этого рода является задача о взаимодействии ВИЛИ с кристаллической фазой облаков [2, 3]. Поскольку постановка экспериментов по исследованию взаимодействия ВИЛИ с ледяными облаками весьма сложна, представляется целесообразным математическое моделирование некоторых аспектов этого взаимодействия на основе физически обоснованных упрощающих предположений.

Цель настоящего исследования заключалась в моделировании теплового разрушения (растрескивания) атмосферных ледяных частиц под действием ВИЛИ с $\lambda = 10,6$ мкм. Этапами решения этой задачи являются: 1) выбор и обоснование геометрической модели ледяных частиц; 2) электродинамический расчет распределения оптического поля и тепловыделения внутри частиц с учетом всех основных определяющих это распределение факторов; 3) численное решение уравнения теплопроводности с соответствующими начальными и граничными условиями, позволяющее проследить динамику развития поля температур внутри частицы; 4) решение уравнения термоупругости с целью определения условий возникновения внутри частицы термоупругих напряжений, превышающих критические значения для льда и приводящих к ее тепловому разрушению.

Решение этой комплексной задачи в самой общей постановке в настоящее время вряд ли возможно. Поэтому нами будут применены некоторые физические допущения, использование которых делает задачу доступной для приближенного решения.

2. Выбор модели частиц

Для частиц льда характерны обилие форм и весьма широкий диапазон размеров. Поставленная нами задача может быть решена лишь для тел наиболее простой геометрии. В качестве такового мы выбираем бесконечно длинный круговой цилиндр. Несмотря на идеализированность, эта модель позволяет полуколичественно описать ряд аспектов теплового разрушения сильно вытянутых ледяных частиц в виде игл и столбиков, длина которых значительно больше поперечных размеров, а также длины воздействующего излучения. В целях сопоставления аналогичные модельные расчеты проведены и для сферических частиц льда, значительное внимание которым было ранее уделено в [4, 5].

3. Расчет распределения оптического поля и тепловыделения внутри частиц

Как известно [6], тепловыделение (отнесенная к единице объема мощность тепловых источников Q) в каждой точке цилиндрической частицы с цилиндрическими координатами r, z, φ или сферической частицы со сферическими координатами r, θ, φ определяется соотношением

$$Q = 4\pi n \kappa IB/\lambda n_0,$$

где n, κ – действительная и мнимая части комплексного показателя преломления льда (в наших расчетах мы полагали $n = 1,1013, \kappa = 0,134$ [7]). Предполагалось также, что окружающая среда не поглощает излучение, а показатель преломления ее $n_0 = 1$; λ, I – длина и интенсивность падающей на частицу волны; $B = (E_r^* E_r + E_\varphi^* E_\varphi + E_z^* E_z)/E_0^2$ (для сферической частицы индекс z заменяется на θ); E_0 – напряженность электрического поля в падающей волне. Значения составляющих электрического поля E_r, E_φ, E_z внутри ци-

линдра рассчитывались по точной теории дифракции на бесконечном цилиндре [8, 9], причем в отличие от [9] при расчете цилиндрических функций использован метод цепных дробей [10] и прямой расчет функции Бесселя J_0 по методу работы [11]. Компоненты E_r , E_φ , E_θ в случае сферы рассчитывались по теории Ми [6, 9].

Как отмечалось в [2], ориентация продолговатых кристаллов в облаках упорядочена – наибольшее отклонение от горизонтального по отношению к поверхности Земли положения не превышает нескольких градусов. Если считать, что источник ВИЛИ расположен на поверхности Земли, то разумно предполагать, что цилиндрические частицы освещаются по нормали ($\alpha = 0^\circ$). Для сопоставления результатов для сферических и цилиндрических частиц и упрощения расчетов будем считать, что падающая волна не поляризована. Расчеты тепловыделения были проведены для крупных частиц льда с радиусом поперечного сечения $R = 5\div 70$ мкм при $\lambda = 10,6$ мкм. Эти результаты здесь не приводятся, поскольку для решаемой задачи они носят промежуточный характер.

4. Уравнение теплопроводности для частицы

Задача разогрева излучением частицы, находящейся в неограниченной среде, сводится к решению уравнения теплопроводности с соответствующими краевыми и начальными условиями. В случае цилиндрических частиц

$$c_p(T) \rho(T) \frac{\partial T(r, \varphi, t)}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_1(T) r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left(\lambda_1(T) \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) + Q(r, \varphi, R), \quad (1)$$

а для сферических частиц (при отсутствии зависимости от угла φ , что имеет место при неполяризованности падающей волны)

$$c_p(T) \rho(T) \frac{\partial T(r, \theta, t)}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_1(T) r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\lambda_1(T) \sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta} \right) + Q(r, \theta, R), \quad (1a)$$

где $0 \leq r < R$; $0 \leq \theta \leq \pi$ (сфера) или $0 \leq \varphi \leq \pi$ (цилиндр); T – температура; $\rho(T)$, $c_p(T)$, $\lambda_1(T)$ – удельные плотность, теплоемкость и теплопроводность. Для цилиндра должны выполняться условия

$$\begin{aligned} -\lambda_1(T) \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} &= a [T(R, \varphi, t) - T_{cp}], \\ \frac{\partial T}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=0} &= \frac{\partial T}{\partial \varphi} \Big|_{\varphi=\pi} = 0, \quad |T(0, \varphi, t)| < \infty, \\ T(r, \varphi, 0) &= T_0, \end{aligned} \quad (2)$$

где a – коэффициент теплообмена на границе с окружающей газовой средой; T_{cp} – температура этой среды; T_0 – начальная температура частицы (условия для сферы получаются из условий (2) при замене координаты φ на θ).

Алгоритм численного решения систем уравнений (1)–(2) аналогичен изложенному в [6]. Строится абсолютно устойчивая локально-одномерная итерационная схема на пространственно-временной сетке. Исходной задаче ставится в соответствие разностная задача. Получаемая при этом система уравнений решается методом прогонки.

Необходимые для решения уравнений теплофизические характеристики пресноводного льда и их температурные зависимости заимствованы из монографии [12], согласно данным которой в интервале температур T от 210 до 273 К соотношения $\rho = 0,951 - 0,0012T$; $c_p = 0,0078T - 0,0094$, $\lambda_1 = 0,004685 + 4,8819T^{-1}$ (где ρ [г/см³], c_p [Дж/г·К], λ_1 [Вт/(см²·К)]) обеспечивают точность в 1; 0,16 и 15% соответственно. Коэффициент a определяется из известного соотношения [13]:

$$a = \beta \frac{p}{\sqrt{2\pi M k T}} \left(c_V + \frac{1}{2} k \right), \quad (3)$$

где β – коэффициент аккомодации ($\beta \approx 0,7 \div 1,0$); p – давление газа у поверхности частицы; M – масса молекулы газа; T – его температура; c_V – теплоемкость при постоянном объеме (для азота, воздуха $c_V = 5k/2$), k – постоянная Больцмана. Для азота в интервале температур 210–173 К $a = 0,0209/\sqrt{T}$, Вт/(см²·К).

5. Режим нагрева и использованные приближения

Предположим, что интенсивность ВИЛИ достаточно велика, чтобы процесс нагрева частиц происходил в быстром режиме, когда внутри частицы возникают значительные перепады температур и, следовательно, значительные термоупругие напряжения. В самом общем случае задача расчета этих напряжений требует совместного решения уравнения теплопроводности (1) и уравнения равновесия [14] для твердого тела

$$\frac{1-\gamma}{1+\gamma} \text{grad div } \mathbf{U} - \frac{1-2\gamma}{2(1+\gamma)} \text{rot rot } \mathbf{U} = \alpha_T \nabla T, \quad (4)$$

где \mathbf{U} – вектор деформации; γ – коэффициент Пуассона; α_T – линейный коэффициент теплового расширения льда. Поскольку решение этой задачи в общем виде сопряжено со значительными трудностями, на данном этапе мы ограничимся рассмотрением упрощенной ситуации, дающей возможность относительно просто получить результаты, которые, не претендуя на точность, дают общую картину, позволяющую выяснить качественные закономерности.

В теории термоупругости [15–18] подробно рассмотрены точные решения задачи о термоупругих напряжениях в телах цилиндрической и сферической форм при осе- или центральносимметричном распределении температуры. Показано (см., например, [18, глава 7]), что при нагреве максимальные напряжения реализуются в виде тангенциальных составляющих σ_t на поверхности тела. Предположим, что симметричный профиль распределения температуры имеет вид степенной зависимости от относительной радиальной координаты $x = r/R$: $T(x) = T(0) + x^\nu \Delta T$, где ν – показатель степени, характеризующий крутизну профиля; $\Delta T = T(1) - T(0)$. Тогда максимальные значения σ_t выражаются через механические свойства вещества и параметр ν :

$$\sigma_t^{cyl} = -\frac{\nu}{\nu + 2} \Delta T \frac{2G(1 + \gamma)}{1 - \gamma} \alpha_T,$$

$$\sigma_t^{sphere} = -\frac{\nu}{\nu + 3} \Delta T \frac{2G(1 + \gamma)}{1 - \gamma} \alpha_T, \quad (5)$$

где G – модуль сдвига.

Результаты проведенных нами многочисленных расчетов температурных полей внутри цилиндрических и сферических ледяных частиц $R > 15 \div 20$ мкм показывают, что при воздействии на них лазерным излучением достаточно высокой интенсивности с $\lambda = 10,6$ мкм профиль распределения температуры в освещенной полусфере частицы вдоль радиуса, совпадающего с направлением падающего пучка, действительно имеет степенной вид с различными значениями ν и ΔT , величина которых зависит от радиуса частицы, интенсивности воздействующего излучения и максимальной температуры и меняется в процессе нагрева. Именно на этом радиусе реализуются максимальная температура T_{max} (на поверхности частицы) и максимальный перепад температур ΔT между центром и поверхностью. Поскольку лед является хрупким веществом, логично предположить, что точка с T_{max} и станет той точкой, в которой будет достигнут предел разрушения. Этот момент наступит, когда абсолютная величина σ_t достигнет или превысит критическое значение предела прочности вещества σ_{cr} .

Хотя распределение температуры, очевидно, не симметрично, мы все же применим для указанного радиуса решение (5), полученное для идеально симметричной ситуации. Это основное допущение работы. Тогда можно найти критический перепад температур, при которых будет иметь место разрушение:

$$\Delta T_{cr}^{cyl} \geq \left| \frac{\sigma_{cr}(1 - \gamma)}{2G \alpha_T (1 + \gamma)} \frac{(\nu + 2)}{\nu} \right|,$$

$$\Delta T_{cr}^{sphere} \geq \left| \frac{\sigma_{cr}(1 - \gamma)}{2G (1 + \gamma) \alpha_T} \frac{(\nu + 3)}{\nu} \right|. \quad (6)$$

Таким образом, задача сводится к решению неравенств (6) с учетом меняющихся с температурой и, следовательно, со временем механических свойств льда (γ , G , α_T , σ_{cr}) и степени крутизны профиля температур ν , зависящей от размера частицы, интенсивности излучения и максимальной достигнутой к данному моменту температуры и определяемой из решения задачи о динамике развития температурного поля внутри частиц, т.е. из решения уравнения теплопроводности с соответствующими начальными и краевыми условиями.

6. Используемые значения механических констант

Поскольку при нагреве частица испытывает напряжение на сжатие, в качестве предельных напряжений мы выбрали приведенные в [12, 19] обобщенные данные о наиболее вероятных значениях σ_{cr}^{comp} , которые в интервале температур от 273 до 248 К меняются от 1,6 до 4,0 МПа. При более низких температурах этот предел остается практически постоянным.

Из многочисленных экспериментальных данных следует, что в зависимости от выбора конкретных образцов и условий измерений значения коэффициента Пуассона для льда варьируются в не очень больших пределах. Согласно [12] рекомендуемый для пресноводного льда коэффициент $\gamma \approx 0,36$. Приведенные в [12] табличные данные о температурной зависимости коэффициента линейного расширения льда с погрешностью не более 4% аппроксимируются соотношением вида $\alpha_T [K^{-1}] = 1,8859 \cdot 10^{-8} T^{1,4181}$. Модуль сдвига G по данным различных авторов и для различных образцов варьирует в интервале примерно от 3,07 до 3,36 ГПа [12]. Если выбрать среднее значение $G = 3,335$ ГПа, то в интервале температур от 210 до 250 К получаем $M(T) = 1,4973 \cdot 10^4 T^{-1,4181}$, а в интервале от 250 до 273 К $M(T) = 5,8991 \cdot 10^3 - 69,737 T + 0,27523 T^2 - 3,623 \cdot 10^{-4} T^3$, где $M(T)$ – первый, т.е. «механический», множитель в правой части (6). Более сложный вид соотношения при повышенных температурах обусловлен тем, что величина критического напряжения σ_{cr} на сжатие в этом интервале уже не остается постоянной, а довольно сложным образом зависит от температуры ([12, табл. 4.9]).

7. Результаты расчетов

Предполагалось, что частица до начала воздействия на нее ВИЛИ находится в состоянии теплового равновесия с окружающей газовой средой с температурой $T_{cp} = 210$ К. Расчеты проводились в интервале интенсивностей ВИЛИ $I = 2 \cdot 10^3 \div 10^8$ Вт/см². При этих интенсивностях тепловое разрушение частиц всех рассмотренных нами размеров наступает задолго до достижения температуры плавления льда. При анализе результатов основное внимание было направлено на сопоставление частиц цилиндрической и сферической форм.

Подобие тепловыделения внутри крупных цилиндрических и сферических частиц приводит к весьма сходному характеру их нагрева ВИЛИ с $\lambda = 10,6$ мкм, примеры которого приведены на рис. 1. Ход кривых на этом рисунке подтверждает, что профиль температуры на главном радиусе действительно можно описать степенной зависимостью, причем незначительные отклонения наблюдаются лишь для частиц не очень больших размеров при относительно низких интенсивностях и наиболее заметны (в пределах менее 5%) у освещенной поверхности. Таким образом, кривые типа приведенных на рис. 1, особенно для частиц $R > 20$ мкм, подтверждают возможность использования сделанного основного допущения.

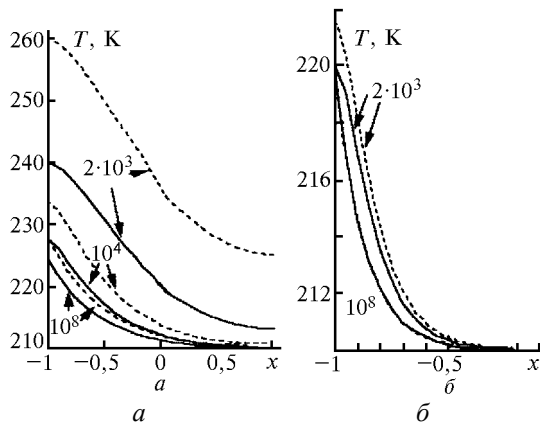


Рис. 1. Распределение температуры T , К, вдоль главного диаметра ледяных цилиндрических (сплошные линии) и сферических (штриховые линии) частиц к моменту их разрушения при $R = 15$ мкм (а) и 50 мкм (б). Цифры у кривых – интенсивности излучения I , Вт/см². Излучение распространяется слева направо

Следует отметить, что в зависимости от конкретных условий критический перепад температур ΔT_{cr} может изменяться в довольно широких пределах (в отличие от постоянного $\Delta T_{cr} = 10$ К, принятого в [4, 5]).

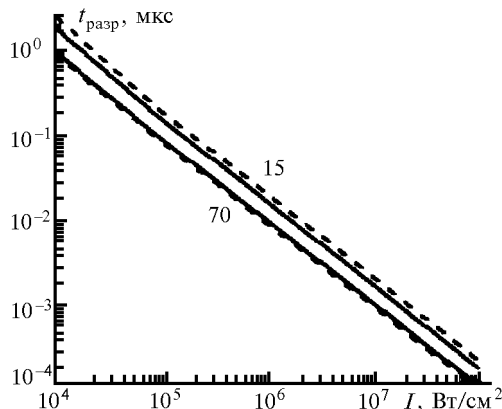


Рис. 2. Зависимости времени $t_{разр}$, мкс, от начала облучения до разрушения ледяных цилиндрических (сплошные линии) и сферических (штриховые линии) частиц от интенсивности излучения I , Вт/см². Цифры у кривых – радиус частиц R , мкм

Как можно было полагать на основе соотношений (6), для разрушения под действием ВИЛИ сферических частиц требуется достижение несколько более высоких значений критической разности температур ΔT_{cr} между освещенной поверхностью и центром, чем в случае цилиндрических частиц. Приведенные на рис. 2 данные о времени разрушения сферических и цилиндрических частиц при одинаковых условиях также подтверждают заключение о менее жестких требованиях для разрушения цилиндрических частиц по сравнению со сферическими. Из результатов расчетов следует, что в интервале интенсивностей $I = 10^4 \div 10^8$ Вт/см² время $t_{разр}$ от начала воздействия излучения до разрушения для обоих типов частиц описывается простым соотношением вида $\lg(t_{разр}) = a + b \lg I$, где для цилиндров радиусами $R = 15-70$ мкм коэффициенты a и b принимают, соответственно, значения в интервалах от $-1,59$ до $-1,95$ и от $-1,032$ до $-1,017$. Для сферических частиц вариации соответствующих коэффициентов заключены в интервалах от $-1,44$ до $-1,94$ и от $-1,032$ до $-1,013$. С увеличением R различия значений $t_{разр}$ между сферой и цилиндром уменьшаются.

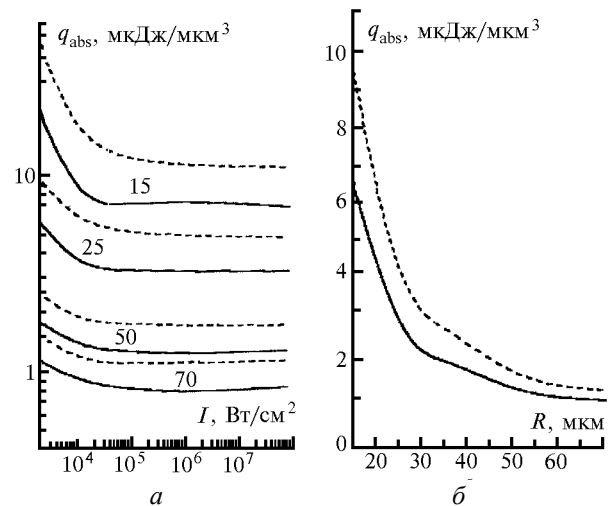


Рис. 3. Зависимости среднеобъемной энергии q_{abs} , мкДж/мкм³, поглощенной ледяными цилиндрическими (сплошные линии) и сферическими (штриховые линии) частицами за время от начала облучения до разрушения от интенсивности воздействующего излучения I , Вт/см² (а) и радиуса частиц R , мкм, при $I = 10^8$ Вт/см² (б). Цифры у кривых – (а) радиус частиц R , мкм

Перейдем теперь к анализу основной характеристики теплового разрушения ледяных частиц под действием ВИЛИ, а именно количества энергии, поглощенной ими от момента начала воздействия излучения до наступления условий разрушения, которая определяется из соотношения $E_{abs} = I t_{разр} C_{abs}$, где C_{abs} – сечение поглощения (для бесконечного цилиндра сечение рассчитывается на единицу длины). Для корректного сопоставления результатов для частиц различной формы следует пронормировать C_{abs} на

объем частицы: $q_{\text{abs}} = C_{\text{abs}}/V$ (для бесконечного цилиндра под объемом здесь понимается объем его части с единичной длиной). Результаты расчетов величины q_{abs} приведены на рис. 3. Из хода кривых этого рисунка можно сделать несколько выводов:

а) в качестве грубой оценки можно положить, что для разрушения крупных ($R > 15$ мкм) частиц льда в рассматриваемом диапазоне интенсивностей достаточно значения $q_{\text{abs}} \approx 10$ мкДж/мкм³;

б) сферические частицы требуют больших, чем цилиндрические, значений q_{abs} , что и можно было ожидать в соответствии с теорией термоупругости (см., например, [14–18]), однако отличие невелико (в 1,3–1,7 раза) и уменьшается с ростом R ;

в) при интенсивностях больше $2 \cdot 10^4$ Вт/см² зависимость q_{abs} от I весьма слабая.

Поскольку сфера и бесконечный круговой цилиндр представляют собой весьма различные и в некотором смысле крайние геометрические модели частиц льда, близость результатов, полученных для этих моделей, дает возможность хотя бы на качественном уровне предположить, что ледяные частицы остальных (промежуточных) форм будут разрушаться под действием ВИЛИ примерно по тем же закономерностям.

1. Землянов В.В. // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 1–2. С. 89–115.

2. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин О.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. Л.: Гидрометеоздат, 1984. 199 с.
3. Свиркунов П.Н., Семенов Л.П. // Труды ИЭМ. 1975. Вып. 11(54). С. 3–18.
4. Пришивалко А.П., Семенов Л.П., Астафьева Л.Г., Лейко С.Т. // ИФЖ. 1988. Т. 54. № 1. С. 103–108.
5. Астафьева Л.Г., Пришивалко А.П., Семенов Л.П., Лейко С.Т. Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 2. С. 63–67.
6. Пришивалко А.П. Оптические и тепловые поля внутри светорассеивающих частиц. Минск: Наука и техника, 1983. 190 с.
7. Warren S.G. // Appl. Optics. 1984. V. 23. № 8. P. 1206–1225.
8. Бабенко В.А., Леднева Г.П., Кацева И.Р. // Весті АН БССР. Сер. фіз.-мат. навук. 1987. № 2. С. 70–73.
9. Barber P.W., Hill S.C. // Light scattering by particles: computational methods. Singapore: World Scientific, 1990. 262 p.
10. Lentz W.J. // Appl. Optics. 1976. V. 15. № 3. P. 668–671.
11. Mason J.P. // Comp. Phys. Comm. 1983. V. 30. № 1. P. 1–11.
12. Богородский В.В., Гаврило В.П. Лед. Физические свойства. Современные методы гляциологии. Л.: Гидрометеоздат, 1980. 384 с.
13. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 287 с.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости. М.: Наука, 1987. 246 с.
15. Тимошенко С.П., Гудьер Дж. Теория упругости. М.: Наука, 1979. 560 с.
16. Боли Б.А., Уэйнер Д.Х. Теория температурных напряжений. М.: Мир, 1964. 518 с.
17. Коваленко Л.Д. Введение в термоупругость. Киев: Наукова думка, 1965. 204 с.
18. Померанцев А.А. Термические напряжения в телах вращения произвольной формы. М.: Изд-во. МГУ, 1967. 104 с.
19. Петров И.Г. // Труды ААНИИ. 1976. Т. 331. С. 4–41.

Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,
Минск

Поступила в редакцию
30 января 1998 г.

A.P. Prishivalko, V.A. Babenko, I.R. Katseva, S.T. Leiko. Thermal Breakdown of Atmospheric Ice Particles under the Action of Radiation with $\lambda = 10,6$ μm .

The process of thermal breakdown of atmospheric ice particles under the action of high intensity radiation with wavelength 10.6 microns was computer simulated. The steps to solve this problem are: 1) the choice and justifying the ice particle geometrical model, 2) the exact electodynamic calculation of heat release inside the particles, 3) the computer solution of the thermal conductivity equation with appropriate initial and boundary conditions, and 4) the approximate solution of the thermoelasticity equation. The comparison of results for sufficiently large spherical and cylindrical particles is conducted. The dependencies of time elapsed from the beginning of exposure to particle breakdown vs the radiation intensity are obtained. It is shown that the volume-averaged specific energy sufficient for particle breakdown depends only slightly on the radiation intensity and particle from and is defined by radius of particles.