

Г.Г. Щукин, А.Д. Егоров, Д.М. Караваяев, В.Н. Морозов

Лазерные и СВЧ-методы исследования облаков

*Филиал Главной геофизической обсерватории им. А.И. Воейкова,
Научно-исследовательский центр дистанционного зондирования атмосферы, г. Санкт-Петербург*

Поступила в редакцию 27.04.2005 г.

Обсуждаются результаты измерений параметров облаков на базе применения лазерных методов и методов дистанционного зондирования атмосферы в СВЧ-диапазонах длин волн, рассматривается также проблема лазерного инициирования молниевых разрядов от грозных облаков.

Определение содержания водяного пара (в атмосфере) по СВЧ-радиометрическим измерениям

Определение интегрального содержания водяного пара (или влагозапаса атмосферы) Q осуществляется по измерениям собственного теплового излучения атмосферы (радиояркой температуры $T_{я}$) в линии резонансного поглощения H_2O на длине волны $\lambda = 1,35$ см.

На основании многолетних наблюдений в пос. Воейково получено корреляционное уравнение (соотношение) между влагозапасом атмосферы (см) осажденной воды и радиояркой температурой неба (К) [1]:

$$Q = 0,56 T_{я} - 0,16.$$

При наличии облаков, не дающих осадки, определение Q осуществляется из данных измерений на двух длинах волн, одна из которых находится в линии H_2O вблизи $\lambda = 1,35$ см, а другая – в окне прозрачности атмосферы вблизи $\lambda = 0,8$ см [2]. В этом случае можно одновременно определить и интегральное содержание жидкокапельной влаги (влагозапаса) W в облаках при использовании следующих регрессионных соотношений:

$$Q = a_0 + a_1 T_{я}(\lambda = 1,4 \text{ см}) + a_2 T_{я}(\lambda = 0,8 \text{ см});$$
$$W = b_0 + b_1 T_{я}(\lambda = 1,4 \text{ см}) + b_2 T_{я}(\lambda = 0,8 \text{ см}) \dots$$

Коэффициенты регрессии a_1 и b_1 вычислялись по методу наименьших квадратов для различных моделей облачной атмосферы. В качестве исходной использовалась априорная информация о профилях температуры, влажности атмосферы и водности облаков, полученная из данных самолетного и радиозондирования.

Относительная погрешность определения влагозапаса составляет около 10%, а влагозапаса слоистообразных облаков – около 30%.

Экспериментальные исследования характеристик влагосодержания атмосферы проводились в различных регионах: в Крыму, Северной Атлантике,

а также в Ленинградской области на полевых экспериментальных базах пос. Воейково и пос. Тургош. Для интерпретации полученных результатов привлекались данные радиозондирования атмосферы, метеорологические и радиолокационные данные и карты синоптического анализа. Выполнен анализ синоптических, сезонных, мезомасштабных вариаций влаго-влагозапаса атмосферы для регионов исследования (над океаном и сушей). Отмечено существенное влияние синоптических процессов, протекающих в атмосфере, на изменение влагозапаса атмосферы и влагозапаса облаков.

Исследования влагозапаса атмосферы и влагозапаса облаков в Ленинградской области, проводившиеся в различные сезоны 1988–1997 гг., показывают, что влагозапас атмосферы изменяется в диапазоне 2–45 кг/м², а влагозапас атмосферы, содержащей слоистообразные облака, не превышает, как правило, 1 кг/м². На синоптическом отрезке временных масштабов максимальные значения влагозапаса отмечаются в периоды с максимальными значениями влагозапаса атмосферы. Максимальные значения влагозапаса отмечаются при прохождении теплых фронтов и фронтов окклюзии и в летний период составляют около 30–40 кг/м², а в зимний – около 10–18 кг/м². Тот факт, что в условиях теплого фронта осадки наблюдаются через определенный интервал времени после максимума производной $\partial Q/\partial t$, говорит о возможности использования СВЧ-радиометрических данных для краткосрочного прогноза осадков.

Сезонный ход влагозапаса атмосферы отражен в табл. 1, где приводятся средние значения влагозапаса атмосферы и их среднеквадратическое отклонение (СКО), полученные в различные периоды года в Ленинградской области.

В табл. 1 также приводятся соответствующие оценки, полученные интегрированием радиозондовых значений абсолютной влажности, которые показывают удовлетворительное согласие радиотеплолокационных и радиозондовых данных о влагозапасе атмосферы: среднеквадратическая ошибка (радиометр-радиозонд) для различных периодов составляла 1,5–2 кг/м².

Таблица 1

Средние значения и среднеквадратические отклонения (кг/м³) влагозапаса атмосферы для различных периодов

Период	Q	СКО (Q)	Q_{pa}	СКО (Q_{pa})
Июль 1993 г.	24,99	5,70	23,61	4,83
Октябрь 1993 г.	12,81	5,98	11,91	5,72
Январь 1993 г.	8,20	3,05	7,92	4,20
Апрель 1990 г.	17,55	8,49	15,59	8,17

Исследования пространственно-временной изменчивости влагозапаса атмосферы в период развития мощных конвективных и грозовых облаков проводились в Ленинградской области на Полевой экспериментальной базе (ПЭБ) Тургош и являлись частью комплексных экспериментов с применением методов активной и пассивной локации [2]. Выполненные эксперименты подтверждают связь благоприятных условий для образования и развития мощной конвекции с уровнем влагозапаса атмосферы в предшествующие часы. В области развития мощных грозовых облаков, как правило, отмечаются наибольшие значения влагозапаса атмосферы [2].

Использование лазеров в исследованиях атмосферы и инициирования молниевых разрядов от грозовых облаков

Важным направлением использования лазеров является создание проводящих каналов под грозовыми облаками с целью инициирования молниевых разрядов от этих объектов. Впервые такие эксперименты по инициированию молний с помощью ультрафиолетового и CO₂-лазеров были проведены в Японии [3]. Воздействие на грозовые облака в Японии проводилось в зимнее время, когда они располагались ниже, чем в летний период, и напряженность электрического поля вблизи земной поверхности достигала 10 кВ/м. В процессе их проведения лазер (ОКГ) включался после первого внутриоблачного молниевых разряда. Для создания затравочной плазмы, необходимой для работы CO₂-лазера, использовался ультрафиолетовый лазер. В ходе проведения многочисленных экспериментов было установлено, что всего лишь два эксперимента можно признать успешными, когда от башни высотой 50 м вверх шел восходящий лидер, при этом через башню разряжались облака с горизонтальными размерами около 2 км, с током молнии 35 кА, а переносимый заряд составлял 3 Кл.

При изучении инициирования молниевых разрядов от грозовых облаков возникают следующие задачи, решение которых определяет успешность проведения этих экспериментов: задача прохождения мощного лазерного излучения в воздухе и задача формирования ионизированных плазменных каналов в атмосфере. К ним также следует отнести более общую проблему понимания процессов инициирования разрядов с помощью плазменных каналов, создаваемых ОКГ.

К технической задаче относится задание момента включения лазерной системы [4]. В [4] на

основе решения задачи об электризации грозового облака было показано, что внутриоблачные разряды, как правило, предшествуют разрядам облако-земля. Это подтверждается и экспериментальными данными [5] и оправдывает методику включения лазеров после первого внутриоблачного разряда, использованную в эксперименте.

Физика инициирования молний из грозового облака с помощью ОКГ основана на том, что лазерное излучение создает в атмосфере за счет ионизации проводящий плазменный канал ограниченной протяженности, который, находясь во внешнем электрическом поле грозового облака, приводит к возникновению молниевых разряда. Как предполагается в [6], физика возникновения такого разряда аналогична физике разряда, возникающего, когда проводник конечной длины находится во внешнем электрическом поле (например, молниеотвод). При этом важно выяснить, насколько правомерно переносить представление о проводнике на плазменный канал, создаваемый ОКГ.

Проводник, находящийся во внешнем электрическом поле, поляризуется за счет движения свободных электронов, в нем содержащихся, таким образом, что поле на его концах усиливается и это в дальнейшем приводит к возникновению разряда. В лазерном канале наряду с ионизацией молекул воздуха, дающей электроны, идет обратный процесс образования более тяжелых отрицательных ионов, которые ухудшают свойства лазерного канала как проводника. В целом проблема формирования плазменного проводящего, создаваемого ОКГ, канала далека от решения. Некоторые предварительные оценки и результаты приведены в [6, 7].

Как указывалось выше, к числу важных проблем в области инициирования молний с помощью ОКГ относится задача прохождения мощного лазерного излучения в атмосфере с учетом его истинного поглощения, рассеяния и ионизаций молекул воздуха. Пусть истинные поглощение и рассеяние характеризуются коэффициентом поглощения α_λ , а ослабление излучения за счет ионизации — коэффициентом поглощения μ_λ . Тогда уравнение переноса для лазерного излучения интенсивностью I_λ в одномерном стационарном случае для CO₂-лазера имеет вид

$$\frac{dI_\lambda}{dz} = -(\alpha_\lambda + \mu_\lambda)I_\lambda. \quad (1)$$

Для μ_λ будем использовать представление, приведенное в [8]:

$$\mu_\lambda = \frac{4\pi en_e}{m_e c} \frac{v_m}{\omega^2 + v_m^2} = 0,106n_e \frac{v_m}{\omega^2 + v_m^2}, \quad (2)$$

где n_e — концентрация электронов в лазерном канале; m_e — масса электрона; e — заряд электрона; v_m — частота столкновений электрона с нейтральными молекулами воздуха; ω — частота лазерного излучения, связанная с длиной волны λ соотношением $\lambda = (2\pi/\omega)c$ (c — скорость света).

Для CO₂-лазера энергия фотона составляет 0,12 эВ. В этом случае механизм ионизации молекул

воздуха состоит в том, что энергия электронов, движущихся в поле электромагнитного излучения лазера, растет в промежутках между столкновениями электронов с нейтральными молекулами до энергии ионизации молекул. Изменение концентраций электронов со временем в канале, создаваемом СО₂-лазером, рассчитывается на основе уравнения [7, 8]:

$$n_e = \frac{n_e^0}{1 + \left(\frac{n_e^0}{n_e^1} - 1\right) e^{-\alpha n_e^0 t}}, \quad n_e^0 = \frac{v_i}{\alpha};$$

$$v_i = \frac{1}{w_i} \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \right)_E = \frac{1}{w_i} \frac{e^2 E^2}{m_e (\omega^2 + v_m^2)} v_m, \quad (3)$$

где n_e^1 — начальная концентрация электронов; w_i — потенциал ионизации молекул; $E = 19\sqrt{I_\lambda}$ — напряженность электрического поля в электромагнитном излучении лазера, В/см; I_λ — интенсивность излучения, Вт/см²; α — коэффициент рекомбинации с положительно ионизованными молекулами воздуха.

Как следует из (3), для создания плазменного канала СО₂-лазером требуется начальная концентрация электронов n_e^1 , т.е. нужна предварительная ионизация, которая может происходить за счет нагрева и испарения присутствующих аэрозольных частиц, благодаря которым появляются затравочные электроны. Возможно также использование ультрафиолетовых ОКГ для создания начального плазменного канала [3].

Как следует из (3), при $t \gg (\alpha n_e^0)^{-1}$ концентрация электронов стремится к $n_e^0 = v_i/\alpha$. При $I_\lambda = 10^{10}$ Вт/см², $E = 1,9 \cdot 10^6$ В/см, $v_m = 10^9$ с⁻¹, $\omega = 10^{13}$ с⁻¹, $w_i = 2,4 \cdot 10^{-11}$ эрг, $v_i = 2,9 \cdot 10^9$ с⁻¹, $\alpha = 10^{-7}$ см³·с⁻¹ получим $n_e^0 = 2,9 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Если длительность импульса СО₂-лазера $\tau = 5 \cdot 10^{-8}$ с, то $n_e \cong n_e^0$ и в дальнейшем концентрация после прохождения импульса убывает с характерным временем $\tau_p = (\alpha n_e^0)^{-1} = -3,4 \cdot 10^{-9}$ с.

Используя стационарное значение $n_e = n_e^0$ и подставляя его в (2), получим

$$\mu_\lambda = \gamma_\lambda I_\lambda;$$

$$\gamma_\lambda = 96,8 \cdot 10^8 \frac{v_m^2}{(v_m^2 + \omega^2) w_i}. \quad (4)$$

Подставим (4) в уравнение переноса (1):

$$\frac{dI_\lambda}{dz} = -(\alpha_\lambda + \mu_\lambda) I_\lambda = -\alpha_\lambda I_\lambda - \gamma_\lambda I_\lambda^2. \quad (5)$$

Интегрируя (5) с граничным условием

$$I_\lambda(z=0) = I_\lambda^0, \quad (6)$$

запишем для интенсивности лазерного излучения выражение

$$I_\lambda(z) = \frac{I_\lambda^0 e^{-\alpha_\lambda z} \alpha_\lambda}{\alpha_\lambda + \gamma_\lambda I_\lambda^0 (1 - e^{-\alpha_\lambda z})}. \quad (7)$$

При $\alpha_\lambda \rightarrow 0$ получим

$$I_\lambda(z) = \frac{I_\lambda^0}{1 + I_\lambda^0 \gamma z}. \quad (8)$$

Характерным масштабом расстояния является $l = (I_\lambda^0 \gamma)^{-1}$. Для СО₂-лазера с интенсивностью $I_\lambda^0 = 10^{10}$ Вт/см² $l = 4,7$ м, при $I_\lambda^0 = 10^8$ Вт/см² $l = 47$ м, т.е. чем выше интенсивность лазерного излучения, тем меньшее расстояние импульс этого излучения проходит, теряя энергию на ионизацию.

Обратимся к рассмотрению переноса ультрафиолетового лазерного излучения, способного производить многофотонную ионизацию. В работе [9] было получено уравнение переноса излучения с учетом двух-, трех- и четырехфотонных ионизаций, которое с учетом ослабления излучения записывается в следующем виде:

$$\frac{dI_\lambda}{dz} = -\alpha_\lambda I_\lambda - \bar{\alpha}_\lambda I_\lambda^2 - \beta_\lambda I_\lambda^3 - \gamma_\lambda I_\lambda^4, \quad (9)$$

где $\bar{\alpha}_\lambda, \beta_\lambda, \gamma_\lambda$ — коэффициенты двух-, трех- и четырехфотонных ионизаций.

При длине волны лазерного излучения $\lambda = 248$ нм ($\hbar\omega = 5$ эВ) учитывается трехфотонная ионизация молекул кислорода О₂ и четырехфотонная ионизация молекул азота N₂ и для коэффициентов β_λ и γ_λ используются значения:

$$\beta_\lambda = 1,6 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3/\text{Вт}^2, \quad \gamma_\lambda = 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ см}^5/\text{Вт}^3. \quad (10)$$

Рассмотрим некоторые решения уравнения (9), полагая $\bar{\alpha}_\lambda = 0$. В этом случае уравнение переноса принимает вид

$$\frac{dI_\lambda}{dz} = -\alpha_\lambda I_\lambda - \beta_\lambda I_\lambda^3 - \gamma_\lambda I_\lambda^4. \quad (11)$$

Не будем учитывать также последний член в уравнении (11), так как отношение второго члена к третьему

$$\varepsilon = \frac{\beta_\lambda I_\lambda^3}{\gamma_\lambda I_\lambda^4} = \frac{\beta_\lambda}{\gamma_\lambda I_\lambda} = \frac{10^{11}}{I_\lambda}. \quad (12)$$

При $I_\lambda \cong 10^9 - 10^{10}$ Вт/см² $\varepsilon \gg 1$. В работе [9] рассматривался ультрафиолетовый лазер с импульсом 200 фс = $2 \cdot 10^{-13}$ с и энергией 0,2 мДж.

Решение уравнения (11) при $\gamma_\lambda = 0$ записывается в следующем виде:

$$I_\lambda^2(z) = \frac{I_\lambda^{02} \alpha_\lambda e^{-2\alpha_\lambda z}}{\alpha_\lambda + \beta_\lambda I_\lambda^{02} (1 - e^{-2\alpha_\lambda z})}. \quad (13)$$

Если пренебречь ослаблением излучения ($\alpha_\lambda = 0$), то из (13) получим

$$I_\lambda(z) = \frac{I_\lambda^0}{(1 + I_\lambda^{02} \beta_\lambda z)^{1/2}}. \quad (14)$$

Величина $z_* = (2 I_\lambda^{02} \beta)^{-1}$ определяет масштаб длины уменьшения интенсивности лазерного излу-

чения за счет трехфотонной ионизации. При $I_\lambda^0 = 10^9 \text{ Вт/см}^2$ $z_* = 30 \text{ м}$.

Можно также получить решение (11) с учетом четырехфотонной ионизации при $\alpha_\lambda = 0$ и $I_\lambda^0 \approx 10^{11} \text{ Вт/см}^2$, которое представляется в виде

$$z = \frac{1}{2\beta_\lambda} \left(\frac{1}{I_\lambda^2} - \frac{1}{I_\lambda^{02}} \right) - \frac{\gamma_\lambda}{\beta_\lambda^2} \left(\frac{1}{I_\lambda} - \frac{1}{I_\lambda^0} \right) - \frac{\gamma_\lambda^2}{\beta_\lambda^3} \ln \frac{I_\lambda^0 (\beta_\lambda + \gamma_\lambda I_\lambda)}{I_\lambda (\beta_\lambda + \gamma_\lambda I_\lambda^0)}. \quad (15)$$

Таким образом, как следует из рассмотренных выше оценок переноса лазерного излучения, можно создавать плазменные каналы в атмосфере от 10 до 100 м. О сверхдальнем распространении мощного ультракороткого лазерного импульса при ионизации газа говорится также в работе [10], в которой показано, что фемтосекундные импульсы Ti:Са-лазера длительностью 200 фс и энергией $\geq 3 \text{ мДж}$ способны оставлять плазменный след в атмосферном воздухе протяженностью 30 м при концентрации электронов в канале 10^{16} см^{-3} .

Некоторые расчеты, использующие (15) и дающие зависимость I_λ от z , приведены в табл. 2 ($I_\lambda^0 = 10^{11} \text{ Вт/см}^2$).

Таблица 2
Зависимость I_λ от z при $I_\lambda^0 = 10^{11} \text{ Вт/см}^2$

$z, \text{ м}$	$I_\lambda, \text{ Вт/см}^2$
0,25	10^{10}
31	10^9
$3,1 \cdot 10^3$	10^8

Решение рассмотренной задачи о прохождении лазерного излучения в атмосфере целесообразно дополнить применением экспериментальных методов определения ослабления излучения. В последние годы развиваются два альтернативных направления решения задачи: направление однопозиционного зондирования, базирующееся на традиционных допущениях о состоянии среды, и новое, основанное на строгом решении обращаемого уравнения. В частности, предложен многопозиционный интегральный метод лидарного зондирования неоднородной атмосферы. Выполнено численное исследование информативности метода, включающее анализ результатов зондирования облака [11] лидаром на основе рубинового лазера (длина волны излучения 694,3 нм, длительность импульса 30 нс, энергия в импульсе 0,07–0,15 Дж). Результаты однопозиционного многолучевого зондирования были использованы для моделирования неоднородных измерений. Метод позволяет зондировать на расстояниях, существенно превышающих дальность действия лидара, характеристики которого приведены выше. С этой целью найдено строгое

решение лидарного уравнения, учитывающее наличие фоновой засветки [12].

Заключение

Методы и аппаратура, разработанные в НИЦ ДЗА, дают возможность получать непрерывные данные о параметрах облаков, включая грозовые, на базе применения лазерных методов и методов дистанционного зондирования атмосферы в СВЧ-диапазонах длин волн. Лазеры также могут быть использованы для активных воздействий на грозовые облака с целью инициирования от них молниевых разрядов.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ «Поддержка ведущих научных школ Российской Федерации» НШ-1973.2003.5.

1. Рабинович Ю.И., Щукин Г.Г. Определение содержания водяного пара в атмосфере по измерению микроволнового излучения // Тр. ГГО. Л.: Гидрометеонздат, 1968. Вып. 222. С. 49–53.
2. Современные исследования Главной геофизической обсерватории. СПб.: Гидрометеонздат, 1999. Т. 1. 343 с.
3. Учида Ш., Шимада Е., Ясуда Х., Мотокоши Ш., Яманака Ч., Яманак Т., Кавасаки Д., Цубакимото К. Молния, инициированная лазером в полевых экспериментах // Оптик. ж. 1999. Т. 66. № 3. С. 36–39.
4. Морозов В.Н. К вопросу использования лазеров для регулирования грозовой активности облаков // Тр. НИЦ ДЗА (филиал ГГО). 2002. Вып. 4 (552). С. 19–32.
5. Richard P. Monitoring of total lightning activity of thunderstorms application of atmospheric electricity to severe weather nowcasting // Proc. 9th Int. Conf. on atmosph. electric., 1992. June 15–19. St. Petersburg, Russia. V. III. 1992. P. 925–928.
6. Базелян Э.М., Райзер Ю.П. Механизм притяжения молний и проблема лазерного управления молнией // Успехи физ. наук. 2000. Т. 170. № 2. С. 753–769.
7. Гальперин С.М., Запашков Т.З., Морозов В.Н., Щукин Г.Г. Физические основы взаимодействия с электрическими полями грозовых облаков // Пятая Рос. конф. по атмосфер. электричеству: Сб. научн. трудов. Владимир, 2003. Т. 1. С. 201–203.
8. Райзер Ю.П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.
9. Zhao X.M., Diels J.C., Wang C.Y., Elizondo J.M. Femtosecond Ultraiolet Laser Pulse Induced Lightning Discharges // IEEE J. Quantum Electron. 1995. V. 31. N 3. P. 599–612.
10. Бабин А.А., Ким А.В., Сергеев А.М., Степанов А.Н. Взаимодействие сверхсильных лазерных полей с веществом // Изв. вузов. Радиофиз. 1996. Т. 39. № 6. С. 713–733.
11. Егоров А.Д., Потапова И.А., Щукин Г.Г. Методы лидарного зондирования атмосферного аэрозоля // Оптик. ж. 2001. Т. 68. № 11. С. 10–14.
12. Егоров А.Д., Потапова И.А. Лидарные исследования прозрачности атмосферы // Тр. НИЦ ДЗА. 2004. Вып. 5 (553). С. 131–142.

G.G. Shchukin, A.D. Yegorov, D.M. Karavaev, V.N. Morozov. **Laser and SHF methods of investigation of clouds.**

Methods of atmospheric remote sensing are considered by using SHF methods and laser methods. The problem of initiation of lightnings from thunderclouds by lasers are discussed.