

# ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ИОНИЗОВАННОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ АТМОСФЕРЕ ПРИ СОЗДАНИИ ЛИНИИ РАДИОСВЯЗИ

**Абрамова Евгения Сергеевна,**

Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики (СибГУТИ), 630102, Россия, г. Новосибирск, [evgenka\\_252@mail.ru](mailto:evgenka_252@mail.ru)

DOI: 10.36724/2072-8735-2022-16-8-4-11

**Баландин Сергей Флавиевич,**

Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия, [bal@iao.ru](mailto:bal@iao.ru)

Manuscript received 04 June 2022;

Accepted 27 June 2022

**Донченко Валерий Алексеевич,**

Национальный исследовательский Томский государственный университет, Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова Томского государственного университета, г. Томск, Россия, [don@spti.tsu.ru](mailto:don@spti.tsu.ru)

**Мышкин Вячеслав Федорович,**

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия, [gosl00@tpu.ru](mailto:gosl00@tpu.ru)

**Хан Валерий Алексеевич,**

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, г. Томск, Россия, [nt.centre@mail.ru](mailto:nt.centre@mail.ru)

**Павлова Мария Сергеевна,**

Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики (СибГУТИ), 630102, Россия, г. Новосибирск, [mispavlova@ngs.ru](mailto:mispavlova@ngs.ru)

**Ключевые слова:** атмосфера, электромагнитное излучение, лазерное излучение, оптический пробой, плазма, импульс, ионизация, интенсивность, частота колебаний

Результаты исследований ионизационных процессов в атмосфере, возникающих при воздействии лазерного излучения, позволяют рассмотреть возможность использования направленных лазерных пучков для локации или формирования канала связи. Для этого с помощью лазерного излучения в атмосфере формируется канал со слабоионизованной стенкой, в который вводится радиоизлучение. Минимальная концентрация электронов  $N_e$  в ионизованном канале, обеспечивающая отражение передаваемой электромагнитной волны, зависит от его частоты. Если частота электромагнитного излучения, распространяющегося в канале, меньше частоты плазменных колебаний в среде, то наблюдается полное отражение волн от ионизованного слоя. В диапазоне длинных волн (1000-3000 м) для передачи информации можно использовать эффект собственного излучения плазменных очагов. Изменяя размеры плазменного очага в пространстве, путём модуляции лазерного излучения, можно варьировать частотой и амплитудой излучаемых электромагнитных волн в заданном диапазоне. Рассмотрены основные механизмы создания лазерным

излучением каналов слабой ионизации в атмосфере. Предложена схема передачи электромагнитной энергии и рассчитаны её параметры. Рассмотрен вариант передачи электромагнитной энергии путём создания плазменного зеркала в атмосфере. Проведены оценки частоты, длительности и энергии лазерных импульсов, необходимых для создания каналов слабой ионизации в атмосфере и ионосфере. Проведённые расчёты и эксперименты показали, что для передачи электромагнитной СВЧ энергии в атмосфере может быть использован ИК лазерный субнаносекундный источник излучения с частотой следования импульсов 108 Гц и обеспечивающий пробойный или допробойный режим ионизации. Установлено, что в атмосфере возможно использование, как режима пробоя, так и допробойного для генерации и передачи длинноволнового и СВЧ электромагнитного излучения. Показано, что в допробойном режиме ионизации аэрозоля возможно появление аномального рассеяния на плазменных ореолах частиц за счёт образования плазмонов, увеличивающих интенсивность рассеяния на 2-3 порядка.

## Информация об авторах:

**Абрамова Евгения Сергеевна**, Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики (СибГУТИ), доцент кафедры радиотехнических устройств и техносферной безопасности, доцент, к.т.н., г. Новосибирск, Россия

**Баландин Сергей Флавиевич**, Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, с.н.с. лаборатории оптической локации, к.ф.-м.н., г. Томск, Россия

**Донченко Валерий Алексеевич**, Национальный исследовательский Томский государственный университет, Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова Томского государственного университета, заместитель директора, профессор, д.ф.-м.н., г. Томск, Россия

**Мышкин Вячеслав Федорович**, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, профессор инженерной школы ядерных технологий, профессор, д.ф.-м.н., г. Томск, Россия

**Хан Валерий Алексеевич**, Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН, в.н.с. лаборатории оптической локации, профессор, д.т.н., г. Томск, Россия

**Павлова Мария Сергеевна**, Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики (СибГУТИ), доцент кафедры радиотехнических устройств и техносферной безопасности, к.т.н., г. Томск, Россия

## Для цитирования:

Абрамова Е.С., Баландин С.Ф., Донченко В.А., Мышкин В.Ф., Хан В.А., Павлова М.С. Физические процессы в ионизованной лазерным излучением атмосфере при создании линии радиосвязи // Т-Comm: Телекоммуникации и транспорт. 2022. Том 16. №8. С. 4-11.

## For citation:

Abramova E.S., Balandin S.F., Donchenko V.A., Myshkin V.F., Khan V.A., Pavlova M.S. (2022) Physical processes in the atmosphere ionized by laser radiation during the creation of a radio communication line. *T-Comm*, vol. 16, no.8, pp. 4-11. (in Russian)

## Введение

Результаты исследований ионизационных процессов в атмосфере, возникающих при воздействии лазерного излучения, позволяют рассмотреть возможность использования направленных лазерных пучков для целей связи и локации [1-3]. В этих работах предлагаются различные способы ионизации атмосферы с помощью предварительного введения аэрозольных частиц различной химической природы в лазерный луч.

Однако, следует отметить, что данный способ затратный и весьма трудоёмок из-за большого количества необходимых технических устройств для его практической реализации. Поэтому, естественно, встает вопрос об использовании природного атмосферного аэрозоля для создания слабоионизованных каналов ионизации.

### 1. локализация электромагнитного излучения в плазменном канале

Порог оптического пробоя излучением CO<sub>2</sub> лазера составляет 10<sup>12</sup> Вт/м<sup>2</sup> в атмосфере, содержащей аэрозоль с концентрацией частиц  $N_{ч} \sim 10^6 - 10^8$  и радиусом  $R_{ч} \sim 5 \times 10^{-8} - 10^{-6}$  м [1, 4, 5]. Канал со слабоионизованной стенкой, направляющий электромагнитное излучение, может быть создан в атмосфере при меньших интенсивностях лазерного излучения. Концентрация электронов  $N_e$  в ионизованной области, необходимая для локализации электромагнитной волны в канале, зависит от его частоты. Полное отражение волн от ионизованной «стенки» будет наблюдаться в случае, когда частота электромагнитного излучения, распространяющегося в канале, не превосходит частоту плазменных колебаний в этой области. При наклонном падении лучей, максимальная частота электромагнитного излучения, отражающийся от слоя, определяется выражением [6]:

$$f(\varphi)_{\max} = \frac{\sqrt{80.6 \cdot N \cdot N_{кр}}}{\cos \varphi} > f_{кр}, \quad (1)$$

где  $f(\varphi)_{\max}$  – максимально возможная частота электромагнитного излучения при отражении от плазмы,  $\varphi$  – угол отражения,  $N_{кр}$  – минимальная концентрация электронов, при которой происходит отражение,  $N$  – концентрация электронов в слое плазмы. При  $\varphi \rightarrow 0$ ,  $f(\varphi)_{\max}$  – минимально.

Из данного выражения видно, что при наклонном падении волны, чем ближе излучение направлено к поверхности канала, тем большую частоту электромагнитного поля он способен отражать. Поэтому необходимо сканировать лазерный луч в атмосфере по замкнутой конической поверхности. Интенсивность лазерного излучения должна быть достаточно высокой, чтобы в пространстве сканирования образовался низкотемпературный плазменный волновод с определённым углом раструба и длиной. Далее в образованный плазменный канал вводится электромагнитное излучение заданной частоты, при которой обеспечивается его полное отражение от внутренних стенок канала.

### 2. Формирование волноводного канала с отражающими стенками в атмосфере

Для формирования канала, направляющего электромагнитное излучение, необходимо сканировать лазерным излучением по замкнутой кривой для формирования ионизован-

ной области. Минимальная скорость сканирования лучом зависит от времени распада плазмы в области лазерного воздействия. При этом необходимо, чтобы за время одного цикла сканирования лазерного луча в пространстве концентрация электронов в стенке канала не уменьшалась ниже некоторого критического значения. Например, если длина волны электромагнитного излучения составляет 0.1 м, то необходимая концентрация электронов –  $N_e \sim 3.4 \times 10^{14}$  м<sup>-3</sup>. Однако, минимально необходимая величина  $N_e$  может быть на порядок меньше. Это связано с тем, что в атмосферном воздухе всегда содержатся твёрдые аэрозольные частицы, размеры которых составляют от десятков нанометров до нескольких микрон.

При воздействии на эти частицы интенсивным лазерным излучением происходит их испарение и ионизация паров. В результате вокруг дисперсных частиц образуются облако из свободных электронов с  $N_e \sim 10^{23}$  м<sup>-3</sup>. Причём размер области с повышенной концентрацией электронов может в десятки раз превышать размеры дисперсных частиц. Поэтому область ионизации приобретает сетчатую структуру. Для электромагнитного излучения, вводимого в канал, длина волны которого превышает размеры этой структуры, практически всегда будет выполняться условие полного отражения, даже, если средняя концентрация электронов в ионизованной области будет меньше критической.

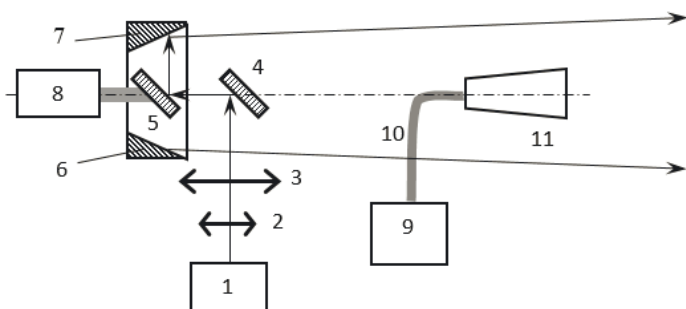
Кроме того, значительное снижение необходимой величины  $N_e$  в канале для используемой длины волны электромагнитного излучения может быть достигнуто за счёт ориентирования направления распространения этого излучения под малым углом к стенке канала. С учётом вышеизложенных обстоятельств, средняя концентрация электронов в канале может иметь величину 10<sup>11</sup>-10<sup>12</sup> м<sup>-3</sup> для электромагнитного излучения с длиной волны 10<sup>-2</sup> – 10<sup>-1</sup> м.

Для формирования ионизованной области могут быть использованы несколько лазеров, генерирующих на различных частотах. Например, при сочетании ультрафиолетового излучения мощностью несколько ватт, с излучением CO<sub>2</sub> лазера пороговая интенсивность оптического пробоя снижается на 2-3 порядка [3]. В настоящее время серийно выпускаются непрерывные лазеры мощностью в сотни кВт [1, 7].

На рисунке 1 приведена схема одного из вариантов реализации данного метода. Тонкий луч лазера 1 проходит коллимирующую систему из линз 2, 3, которая формирует необходимый диаметр лазерного пучка. Этот коллимированный пучок излучения последовательно отражается от зеркал 4, 5. Зеркало 5 приводится во вращение гиromотором 8. Зеркало 5 направляет излучение на зеркало тороидальной формы 6,7, укрепленное в контейнере. Далее лазерный луч направляется в атмосферу. В атмосфере лазерное излучение сканируется по поверхности, имеющей форму слабо расходящегося конуса, и образует при оптическом пробое или режиме допробойной ионизации паров испарённого вещества аэрозоля [4, 5], формирующий замкнутый волновод с плазменной стенкой. В волновод вводят электромагнитное излучение от источника 9, подводимая фидером 10 к излучающей рупорной антенне 11. Рупор находится внутри канала с плазменной стенкой. Поэтому излучаемая энергия с рупора поступает в образованный лазерным излучением канал.

Скорость перемещения лазерного луча в атмосфере определяется временем нейтрализации зарядов, а максимальная длина канала зависит от коэффициента ослабления лазерного

излучения. Натурные атмосферные измерения показали, что частота сканирования лазерным лучом может достигать до  $10^4$  Гц [3]. Пробой или допробойный режим ионизации паров испарённого вещества можно создать с помощью импульсов длительностью на полуширине  $\tau_{и} \sim 10^{-10}$  с и частотой следования  $\sim 10^8$  Гц в режиме теплового взрыва частиц аэрозоля [8]. При этом обеспечиваются минимальные энергетические потери на трассе.

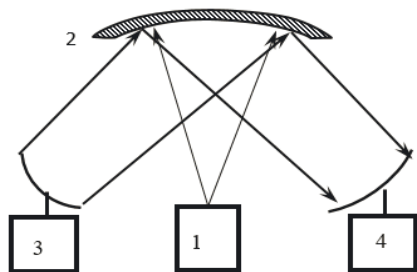


**Рис. 1.** Схема передачи электромагнитной энергии с помощью конического канала с ионизированной стенкой:  
1 – лазер; 2, 3 – коллимирующая система; 4, 5 – 100% отражающие зеркала; 6, 7 – тороидальное зеркало; 8 – гиromотор; 9 – источник электромагнитного излучения; 10 – коаксиальный фидер; 11 – рупорная антенна

В этом случае длительность лазерного импульса меньше времени образования стационарных плазменных очагов на микрочастицах. Поскольку концентрация субмикронных частиц в атмосфере может достигать значений  $10^9 - 10^{10} \text{ м}^{-3}$ , то возможно полное перекрытие плазменных ореолов вокруг дисперсных частиц. Поэтому «стенку» канала можно считать ионизированной равномерно.

### 3. Применение «отражающего зеркала» для загоризонтной передачи

Другой вариант передачи СВЧ энергии в атмосфере основан на создании плазменного отражающего слоя в атмосфере. На рисунке 2 приведена схема передачи СВЧ энергии с использованием, искусственно созданным «плазменным» зеркалом.

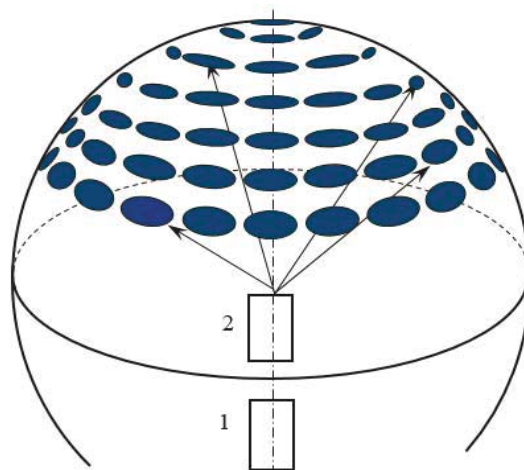


**Рис. 2.** Схема загоризонтной передачи СВЧ излучения:  
1 – лазерный источник; 2 – область фокусировки и сканирования лазерного излучения; 3 – источник СВЧ излучения; 4 – приёмник СВЧ излучения

Лазерное излучение от источника 1 равномерно сканируется в области пространства 2, где осуществляется оптическая ионизация атмосферы.

Время периода сканирования определяется временем распада плазмы и составляет, как и для плазменного лазерного волновода  $\sim 10^{-4}$  с. Излучение от СВЧ источника 3 направляется на плазменное зеркало 2, которое фокусирует излучение в заданную область, где регистрируется приёмником 4. Такой метод передачи СВЧ излучения может быть использован в горных условиях.

На рисунке 3 в развёрнутом виде показана возможная схема создания отражающего плазменного зеркала.



**Рис. 3.** Схема формирования «плазменного зеркала» в атмосфере:  
1 – лазер; 2 – сканирующее устройство

Значительное снижение энергозатрат можно достигнуть путём предварительного создания в заданной области пространства аэрозольных облаков с последующим воздействием на них лазерного излучения (непрерывное или длинные лазерные импульсы) с интенсивностью  $\sim 10^{10} - 10^{11} \text{ Вт/м}^2$ . При этом, поверхность частиц облака должна состоять из твердого вещества с низким потенциалом ионизации, например,  $\text{BaO}$ ,  $\text{CsNO}_3$  или из вещества, в котором в поле лазерного излучения протекают экзотермические химические реакции, например, углерода [2].

При больших размерах облака, время сканирования может быть уменьшено до единиц секунд. Однако, в этом случае возникнут трудности с созданием плазменного зеркала с фокусирующими свойствами из-за ионизации всего объёма аэрозоля, на котором электромагнитная энергия будет рассеиваться во всех направлениях.

### 4. Отражающие (рассеивающие) свойства отдельных зон плазмы

В диапазоне длинных волн (1000-3000 м) для передачи информации можно использовать эффект собственного излучения плазменных очагов [9]. Изменяя размеры плазменного очага в пространстве, путём модуляции лазерного излучения [3], можно варьировать частотой и амплитудой излучаемых электромагнитных волн в заданном диапазоне. Обнаруженный экспериментально в [9] эффект генерации электромагнитных волн в допробойном режиме также может быть использован на практике для передачи информации. Уровень сигнала электромагнитного излучения в этом случае на порядок меньше, чем при пробое, поэтому для уверенной реги-



страции отраженных сигналов необходима высокочувствительная аппаратура. Скорость передачи информации здесь ограничена временем существования полезного сигнала, которое определяется временем распада плазмы, и может составлять  $10^3 - 10^4$  ед./с., а уменьшение частоты сканирования при создании отражающего зеркала, следовательно, и энергозатрат, происходит из-за увеличения значений индикатрисы рассеяния плазменных очагов. Плазменные очаги, расстояние между которыми 10 см и более, не перекрываются [10]. Как известно, основной характеристикой такой среды является комплексный показатель преломления  $\vartheta = n + i\chi$ , который для СВЧ области спектра имеет вид;

$$n + i\chi = \sqrt{1 - \frac{w_p^2}{w^2}} + i \frac{v_{eff} w_p^3}{2w^3 \sqrt{1 - \frac{w_p^2}{w^2}}} \quad (2)$$

Здесь:  $w_p$  и  $w$  – круговая плазменная частота и частота падающего излучения,  $v_{eff}$  – частота столкновений электронов с частицами.

Рассеивающие свойства электромагнитного излучения плазменными очагами характеризуются:  $\sigma_p$  – эффективностью рассеяния,  $\sigma_{op}$  – эффективностью обратного рассеяния,  $S_{расс}$  – отношением энергии, рассеянной в единицу времени по всем направлениям к плотности потока падающего излучения,  $S_{орасс}$  – отношением энергии, рассеянной в единицу времени в обратном направлении к плотности потока падающего излучения,  $k_{расс}$  – удельным коэффициентом рассеяния [11, 12].

Расчет этих характеристик проведен нами по теории Ми [11] для длины волны излучения  $\lambda=10$  см и среды, состоящей из частиц диаметр "электронного" ореола, которых  $\mathcal{O}_{op} = 1000$  мкм. Такие частицы возникают после воздействия лазерного излучения на частицы диаметром  $\mathcal{O}_i = 10$  мкм с концентрацией  $N_i = 10^{22}$  см $^{-3}$  [13]. Результаты расчетов приведены в таблице 1 для разных значений показателя преломления и поглощения. Данные в последней строчке относятся к частице без ореола.

Таблица 1

Характеристики рассеяния электромагнитного излучения плазменных очагов

Входные данные		Расчётные данные				
$n$	$\chi, \text{ см}^{-1}$	$\sigma_p$	$\sigma_{op}$	$S_{расс}, \text{ МКМ}^2$	$S_{орасс}, \text{ МКМ}^2$	$k_{расс}, \text{ ММ}^{-1}$
0.999	-0.001	$2.31 \cdot 10^{-12}$	$3.46 \cdot 10^{-12}$	$1.81 \cdot 10^{-6}$	$2.72 \cdot 10^{-6}$	$1.82 \cdot 10^{-11}$
0.99	-0.01	$2.32 \cdot 10^{-10}$	$3.47 \cdot 10^{-10}$	0.00027	0.00018	$1.82 \cdot 10^{-11}$
0.99	-0.3	$1.16 \cdot 10^{-10}$	$1.73 \cdot 10^{-10}$	$9 \cdot 10^{-5}$	0.00014	$9 \cdot 10^{-12}$
0.97	-0.01	$1.16 \cdot 10^{-9}$	$1.75 \cdot 10^{-9}$	0.00092	0.0014	$9.15 \cdot 10^{-11}$
0.95	-0.001	$2.93 \cdot 10^{-9}$	$4.39 \cdot 10^{-9}$	0.0023	0.0034	$2.3 \cdot 10^{-10}$
0.3	-1.0	$6.71 \cdot 10^{-6}$	$10^{-5}$	5.27	7.9	$5.27 \cdot 10^{-7}$
1.0	-1.0	$162 \cdot 10^{-6}$	$2.43 \cdot 10^{-3}$	1.26	$1.91^3$	$1.27 \cdot 10^{-7}$
$n=2,$ $R_{\vartheta} =$ $=5\text{мкм}$	-10	$2.9 \cdot 10^{-19}$	$4.1 \cdot 10^{-14}$	$2.15 \cdot 10^{-12}$	$3.2 \cdot 10^{-12}$	$2.2 \cdot 10^{-19}$

Из данных расчёта следует, что большую роль (например) в изменении удельного коэффициента рассеяния  $k_{расс}$  играет

показатель преломления среды в области ореола микрочастицы. Причём коэффициент рассеяния изменяется на 2-3 порядка для показателя преломления  $n = 0.3 - 0.999$  при различных значениях коэффициента поглощения  $\chi$ . Из этих данных также следует, что при рассеянии на самой частицы при отсутствии ореола коэффициент рассеяния уменьшается также на несколько порядков. Эти данные позволяют заключить, что наибольшая эффективность передачи электромагнитной энергии происходит при наличии ореольного рассеяния с низким показателем преломления.

Запишем сечение рэлеевского рассеяния для сферы радиуса  $R_{op}$  в виде [10-12]:

$$\sigma_s = \frac{8\pi\epsilon_B^2}{3} \left(\frac{w}{c}\right)^4 R_{op}^6 |(\epsilon - 1)/(\epsilon + 2)|^2, \quad (3)$$

где  $\epsilon_B$  – диэлектрическая проницаемость воздуха,  $w$  – круговая частота падающего излучения,  $\epsilon$  – отношение диэлектрической проницаемости ореола частицы (или вещества частицы) к  $\epsilon_B$ .

Множитель  $|(\epsilon - 1)/(\epsilon + 2)|$  определяет поляризуемость микрочастицы с ореолом в пространственно-однородном электрическом поле. Для металлов в оптической области спектра  $\epsilon < 0$  и при  $\epsilon = -2$  знаменатель в этом выражении обращается в ноль. То есть получается расходимость сечения рассеяния. Такой "нефизический" результат связан с тем, что в формуле Рэля не учитывается диссипация (поглощение) в ионизированной неоднородности размером много меньше длины волны воздействующего излучения (толщина скин-слоя). Внутри самого рассматриваемого объекта поле считается однородным.

Известно, что  $\epsilon$  имеет также мнимую часть, описывающую диссипативные процессы. Причем значение ее должны быть положительными и удовлетворять соотношениям Крамерса-Кронига [14]. Эти соотношения указывают на то, что  $n$  и  $\chi$  не являются независимыми. Поэтому комплексный показатель преломления может быть определен, если задана только её действительная или мнимая часть.

При воздействии на частицу лазерного излучения достаточной мощности, способной вызвать, нагрев частицы до  $1000\text{C}^0$  и более, вокруг частицы возникает электронное облако, содержащее свободные электроны. Свободные электроны образуют так называемые поверхностные плазмоны, которые хорошо рассеивают электромагнитные волны. Формула Рэля получена с учетом поляризуемости частицы стационарным электрическим полем. Но она не учитывает радиационное затухание в частице. Вдали от плазмонного резонанса этим затуханием можно пренебречь из-за его малости, что и приводит к формуле (1). Однако в области резонанса им пренебрегать не следует, так как при малой диссипации именно радиационное затухание сильно изменяет величину сечения рассеяния.

Поверхностные плазмоны рассматриваются как распространяющиеся волны электронной плотности, которые возникают на границе раздела отражающих частиц и воздуха. Постоянная распространения этой волны определяется выражением [15, 16]:

$$\beta = k \sqrt{\frac{n_s^2 \epsilon_m}{n_s^2 \epsilon_m + \epsilon_m}}, \quad (4)$$

из которого следует, что для полностью отражающих частиц  $\varepsilon_m < -n_s^2$ .

Здесь  $k$  – волновое число в свободном пространстве,  $\varepsilon_m$  – диэлектрическая проницаемость отражающих частиц,  $n_s$  – показатель преломления диэлектрика.

Частота коллективного возбуждения электронов материала полностью отражающих микрочастиц, размер которых меньше длины волны электромагнитного излучения в окружающей среде (локализованный поверхностный плазмон), меньше частоты объемного плазмона в 1,7 раза. В то же время частота поверхностного плазмона примерно в 1,4 раз меньше, чем частота объемного плазмона [16]. При совпадении частоты внешнего поля с частотой локализованного поверхностного плазмона наблюдается резонанс, приводящий к резкому усилению поля на поверхности микрочастицы и увеличению сечения полного ослабления. Из теории Ми для полного сечения рассеяния следуют выражения:

$$\sigma_{ska}^{(n)} = \frac{2n(2n+1)\pi}{k^2} (|a_n|^2 + |b_n|^2), \quad (5)$$

$$a_n = \frac{F_n^{(a)}}{F_n^{(a)} + i G_n^{(a)}}, \quad (6)$$

$$F_n^{(a)} = x^{2n+1} \{ ((n+1)(\varepsilon-1)) / [(2n+1)!!]^2 + O(x^2) \}, \quad (7)$$

$$G_n^a = \frac{n}{2n+1} \left( \varepsilon + \frac{n+1}{n} + O(x^2) \right), \quad (8)$$

где  $x=kR$ ,  $k$  – волновое число,  $R$  – радиус сферы,  $a_n, b_n$  – комплексные коэффициенты рассеяния для электрической и магнитной компоненты поля.

Анализ (5) – (8) показывает, что рассеяние происходит на резонансных частотах [16]. Отсюда следует, что сечение рассеяния определяется дискретным спектром резонансных частот. А частотная зависимость (процесса) представляет широкую линию дипольного резонанса, крылья которой совпадают со спектром релеевского рассеяния. Узкие интенсивные линии, соответствующие резонансному рассеянию, ширина которых уменьшается с ростом показателя преломления ( $n$ ), накладываются на крылья дипольного резонанса.

В работе [15] исследовалось ближнее и внутреннее поле рассеянного излучения отражающими малыми частицами. В пределах масштаба равному радиусу сферической частицы поле имеет сложную структуру, содержащую вихри и особые точки. В структуре поля образуется воронка со стороны падающего на частицу электромагнитного поля, которая затягивает его в малую пространственную область, занятую локализованными плазмонами. То есть воронка создает высокую концентрацию электромагнитной энергии в частице, за счет чего и возникает интенсивное рассеяние. То есть, за счет этого аномального рассеяния на плазменных ореолах частиц, возникающих при лазерном облучении среды, увеличивается сечение рассеяния (аномального). Аномальное рассеяние представляет избыток над молекулярным рассеянием. Однако, в этом случае возникает вопрос о границах применимости рассмотренной модели для плазмонов различной природы.

Иные закономерности рассеяния отражающими частицами следует ожидать и из общих физических соображений.

При больших значениях  $n$  за счет мнимой или действительной части, как следует из формул Френеля, коэффициенты обратного рассеяния (отражения) близки к единице при любых углах падения. А в зависимости от величины  $n$  проникновение электромагнитного поля внутрь частицы будет разным (или не будет проникать совсем). Поэтому и возникает необходимость проведения различных предварительных оценок для каждого конкретного случая. На рисунке 4 представлены результаты расчетов индикатрисы рассеяния, степени поляризации являющихся также основными характеристиками релеевского рассеяния.

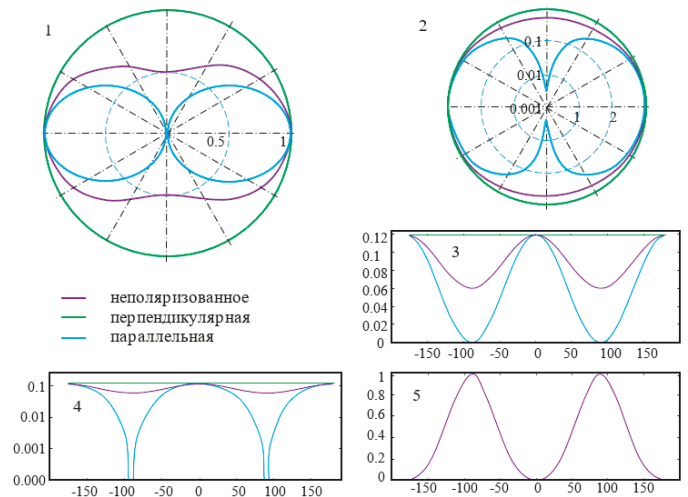


Рис. 4. Угловые характеристики релеевского рассеяния электромагнитных волн:

1. Индикатриса рассеяния волн при малом  $\rho = 10^{-5}$  и конечном  $n=2, \chi = -10$  (обычная частица).
2. Индикатриса рассеяния при  $\rho = 10^{-5}$  и  $n=1, \chi = -10^{-3}$  (частица с ореолом).
- 3, 4. Угловая зависимость нормированной интенсивности релеевского рассеяния для параллельной и перпендикулярной компонент (линейный и лог-линейный масштабы).
5. Угловая зависимость степени поляризации рассеянного излучения частицей с ореолом

Угловая зависимость интенсивности рассеянного излучения малыми частицами, согласно теории Рэлея, описывается следующим выражением [12-15]

$$I(\varphi) = \frac{9\pi^2}{2N^2\lambda^4} \left( \frac{n^2-1}{n^2+1} \right) (1 + \cos^2 \varphi) \langle S_0 \rangle, \quad (9)$$

где  $\varphi$  – угол рассеяния между направлением падающего пучка и направлением рассеянного излучения, отсчитанный против часовой стрелки,  $N$  – концентрация рассеивателей,  $n$  – показатель преломления,  $\lambda$  – длина волны,  $\langle S_0 \rangle$  – плотность потока падающей волны.

Из приведенных рисунков следуют классические выводы. Если излучение естественное, то максимум рассеяния наблюдается в прямом и обратном направлениях, минимум – под углами  $90^\circ$  и  $270^\circ$ . Если излучение поляризовано перпендикулярно плоскости рассеяния падающего излучения, то излучение рассеивается равномерно по всем направлениям. Если плоскость поляризации излучения параллельна плоскости рассеяния, то наблюдается максимумы в прямом и обратном направлениях, а минимум в направлениях  $90^\circ$  и  $270^\circ$ .

Следует отметить, что для всех значений параметров  $n$  и  $\chi$  индикатриса рассеяния имеет классический вид. Только значения интенсивности для частиц после воздействия на них лазерного излучения значительно превышают таковые до воздействия и при этом происходит ее трансформация для параллельной составляющей (см. рис. 4).

Сравнение степени поляризации со степенью поляризации рассеянного излучения обычной малой частицы [15, 17, 18] оказывает их полное совпадение.

Условие применимости формулы (9), которая описывает индикатрису рассеяния,  $0,7 \lambda > d_{op}$  (диаметр частицы). В нашем случае оно выполняется. Как видно из данной формулы,  $I(\varphi)$  для фиксированных  $N$ ,  $\lambda$ ,  $\varphi$  зависит от  $n$ , однако при этом, видим, что индикатриса не меняется, так как интенсивность рассеянного излучения изменяется по всем направлениям пропорционально.

## Выводы

1. Проведённые расчёты и эксперименты показали, что для передачи электромагнитной СВЧ энергии в реальной атмосфере может быть использован ИК лазерный субнаносекундный источник излучения с частотой следования импульсов  $10^8$  Гц и обеспечивающий пробойный или допробойный режим ионизации.

2. Оценены возможности создания управляемых областей ионизации в атмосфере путём предварительного ввода аэрозоля с низким потенциалом ионизации и последующим воздействием на него лазерным излучением с интенсивностью  $\sim 10^{10} - 10^{11}$  Вт/м<sup>2</sup> (непрерывным или с длинными лазерными импульсами).

4. Установлено, что в атмосфере возможно использование, как режима пробоя, так и допробойного для генерации и передачи длинноволнового и СВЧ электромагнитного излучения.

5. Показано, что в допробойном режиме ионизации аэрозоля возможно появление аномального рассеяния на плазменных ореолах частиц за счёт образования плазмонов, увеличивающих интенсивность рассеяния на 2-3 порядка.

## Литература

1. Донченко В.А., Баландин С.Ф., Кемельбеков Б.Ж., Мышкин В.Ф., Хан В.А. Физические основы создания каналов ионизации в атмосфере при непрерывном и импульсном лазерном воздействии // Известия высших учебных заведений. Физика, 2018. Т. 61. №5 (725). С. 98-108.

2. Абрамова Е.С., Баландин С.Ф., Донченко В.А., Мышкин В.Ф., Потеев А.И., Хан В.А. Исследование возможности создания протяжённых каналов ионизации в аэрозольно-газовых взвешах при лазерном воздействии // Известия ВУЗов. Физика. Т. 63. № 2. 2020. С. 137-142.

3. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 184 с.

4. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука. 1984. 224 с.

5. Гурвич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория Распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. 272 с.

6. Баландин С.Ф., Донченко В.А., Землянов А.А., Мышкин В.Ф., Хан В.А., Абрамова Е.С. Электрические параметры канала лазерного пучка в атмосфере. I // Известия высших учебных заведений. Физика, 2019. Т. 62. №4. С. 16-20.

7. Аполлонов В.В. и др. Способ создания токопроводящих каналов в непроводящей среде. Патент РФ № 2009118874 от 20.05.09.

8. Баландин С.Ф., Донченко В.А., Мышкин В.Ф., Потеев А.И., Хан В.А., Абрамова Е.С. Перенос электромагнитной энергии в ионизированной лазерным излучением атмосфере // Изв. вузов. Физика. 2021. № 12. С. 131-136.

9. Мышкин В.Ф., Баландин С.Ф., Донченко В.А., Погодаев В.А., Хан В.А., Абрамова Е.С., Кулаков Ю.И., Павлова М.С., Хазан В.Л., Хорохорин Д.М. Генерация электрических и магнитных полей при распространении высокоинтенсивного лазерного излучения в атмосфере // Оптика атмосферы и океана, 2020. Т. 33. № 04. С. 302-308.

10. Баландин С.Ф., Донченко В.А., Землянов А.А., Мышкин В.Ф., Хан В.А., Абрамова Е.С. Электрические параметры канала лазерного пучка в атмосфере. II // Известия высших учебных заведений. Физика. 2019. Т. 62. №5 (737). С. 3-8.

11. Фабелинский И.Л. Молекулярное рассеяние света. М., 1965, 512 с.

12. Иванов А.П. Оптика рассеивающих сред. Минск, 1969, 592 с.  
13. Abramova E.S., Balandin S.F., Myshkin V.F., Pavlova M.S., Khazan V.L., Khan V.A. Laser Ionization Channel for the Transmitting Antenna of the UHF-LF Transmitter // 2021 XV International Scientific-Technical Conference on Actual Problems of Electronic Instrument Engineering (APEIE), 2021, pp. 1-4, doi: 10.1109/APEIE52976.2021.9647683

14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики, пер. с англ., 2 изд., М., 1973. 720 с.

15. Трибельский М.И., Мирошниченко А.Е. Резонансное рассеяние электромагнитных волн малыми металлическими частицами // Physics optics, 17 Sep 2020, pp. 1-27.

16. Наймушина Д.А. Плазмонный резонанс. Словарь нанотехнологических терминов. Роснано. [Электронный ресурс] // <https://thesaurus.rusnano.com/wiki/article2223> (Дата обращения: 20 июня 2022).

17. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982. 621 с.

18. Kerker M. The scattering of light and other electromagnetic radiation: physical chemistry: a series of monographs. Academic press, 2013. Т. 16. 688 p.



## PHYSICAL PROCESSES IN THE ATMOSPHERE IONIZED BY LASER RADIATION DURING THE CREATION OF A RADIO COMMUNICATION LINE

**Evgenia S. Abramova**, Siberian state University of telecommunications and Informatics, Novosibirsk, Russia, [evgenka\\_252@mail.ru](mailto:evgenka_252@mail.ru)

**Sergey F. Balandin**, Laboratory of Optical Location V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia, [bal@iao.ru](mailto:bal@iao.ru)

**Valery A. Donchenko**, National Research Tomsk State University, V. D. Kuznetsov Siberian Physical-Technical Institute at Tomsk State University, Tomsk, Russia, [don@spti.tsu.ru](mailto:don@spti.tsu.ru)

**Vyacheslav F. Myshkin**, Professor Division for Nuclear-Fuel Cycle Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia, [gos100@tpu.ru](mailto:gos100@tpu.ru)

**Valery A. Khan**, Laboratory of Optical Location V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS; Division for Nuclear-Fuel Cycle Tomsk Polytechnic University, Tomsk, Russia, [nt.centre@mail.ru](mailto:nt.centre@mail.ru)

**Maria S. Pavlova**, Siberian state University of telecommunications and Informatics, Novosibirsk, Russia, [mspavlova@ngs.ru](mailto:mspavlova@ngs.ru)

### Abstract

The results of studies of ionization processes in the atmosphere that occur under the action of laser radiation make it possible to consider the possibility of using directed laser beams for location or formation of a communication channel. To do this, with the help of laser radiation in the atmosphere, a channel with a weakly ionized wall is formed, into which radio emission is introduced. The minimum electron concentration  $N_e$  in the ionized channel, which ensures the reflection of the transmitted electromagnetic wave, depends on its frequency. If the frequency of electromagnetic radiation propagating in the channel is less than the frequency of plasma oscillations in the medium, then the waves are completely reflected from the ionized layer. In the range of long waves (1000-3000 m), the effect of self-radiation of plasma centers can be used to transmit information. By changing the dimensions of the plasma source in space, by modulating the laser radiation, it is possible to vary the frequency and amplitude of the emitted electromagnetic waves in a given range. The main mechanisms of creation of weak ionization channels in the atmosphere by laser radiation are considered. A scheme for the transmission of electromagnetic energy is proposed and its parameters are calculated. A variant of electromagnetic energy transfer by creating a plasma mirror in the atmosphere is considered. The frequency, duration, and energy of laser pulses necessary to create weak ionization channels in the atmosphere and ionosphere are estimated. The calculations and experiments carried out showed that an IR laser sub nanosecond radiation source with a pulse repetition rate of 108 Hz and providing a breakdown or pre-breakdown ionization mode can be used to transfer electromagnetic microwave energy in the atmosphere. It has been established that in the atmosphere it is possible to use both the breakdown mode and the pre-breakdown mode for generating and transmitting long-wave and microwave electromagnetic radiation. It is shown that in the pre-breakdown mode of aerosol ionization, anomalous scattering on plasma particle halos may occur due to the formation of plasmons, which increase the scattering intensity by 2-3 orders of magnitude.

**Keywords:** atmosphere, electromagnetic radiation, laser radiation, optical breakdown, plasma, pulse, ionization, intensity, oscillation frequency

### References

1. Donchenko V.A., Balandin S.F., Kemelbekov B.Zh., Myshkin V.F., Khan V.A. (2018). Physical foundations for creating ionization channels in the atmosphere under continuous and pulsed laser action. *Physics*, Vol. 61. No. 5 (725), pp. 98-108.
2. Abramova E.S., Balandin S.F., Donchenko V.A., Myshkin V.F., Potekaev A.I., Khan V.A. (2020). Investigation of the possibility of creating extended ionization channels in aerosol-gas suspensions under laser exposure. *Izvestiya VUZov. Physics*. Vol. 63. No. 2., pp. 137-142.
3. Zuev V.E., Kopytin Yu.D., Kuzikovskiy A.V. (1980). Nonlinear optical effects in aerosols. Novosibirsk: Science. 184 p.
4. Zuev V.E., Zemlyanov A.A., Kopytin Yu.D., Kuzikovskiy A.V. (1984). Powerful laser radiation in atmospheric aerosol. Novosibirsk: Science. 224 p.
5. Gurvich A.V., Shvartsburg A.B. (1973). Nonlinear theory of propagation of radio waves in the ionosphere. Moscow: Nauka. 272 p.
6. Balandin S.F., Donchenko V.A., Zemlyanov A.A., Myshkin V.F., Khan V.A., Abramova E.S. (2019). Electrical parameters of the laser beam channel in the atmosphere. I. *News of higher educational institutions. Physics*. Vol. 62. No. 4, pp. 16 - 20.
7. Apollonov V.V. (2009). Other Way to create conductive channels in a non-conductive environment. Patent of the Russian Federation № 2009118874 dated May 20.
8. Balandin S.F., Donchenko V.A., Myshkin V.F., Potekaev A.I., Khan V.A., Abramova E.S. (2021). Transfer of electromagnetic energy in the atmosphere ionized by laser radiation. *Izv. universities. Physics*. No. 12. pp. 131-136.

9. Myshkin V.F., Balandin S.F., Donchenko V.A., Pogodaev V.A., Khan V.A., Abramova E.S., Khazan V.L., Khorokhorin D.M. (2020). Generation of electric and magnetic fields during the propagation of high-intensity laser radiation in the atmosphere. *Optics of the atmosphere and ocean*. Vol. 33. No. 04, pp. 302-308.
10. Balandin S.F., Donchenko V.A., Zemlyanov A.A., Myshkin V.F., Khan V.A., Abramova E.S. (2019). Electrical parameters of the laser beam channel in the atmosphere. II. *News of higher educational institutions. Physics*. Vol. 62. No. 5 (737), pp. 3-8.
11. Fabelinsky I.L. (1965). *Molecular Light Scattering*, Moscow. 512 p.
12. Ivanov A.P. (1969). *Optics of Scattering Media*, Minsk. 592 p.
13. Abramova E.S., Balandin S.F., Myshkin V.F., Pavlova M.S., Khazan V.L. and Khan V.A. (2021). "Laser Ionization Channel for the Transmitting Antenna of the ULF-LF Transmitter," *2021 XV International Scientific-Technical Conference on Actual Problems Of Electronic Instrument Engineering (APEIE)*, pp. 1-4, doi: 10.1109/APEIE52976.2021.9647683
14. Born M., Wolf E. (1973). *Fundamentals of optics*, trans. from English, 2nd ed., Moscow. 720 p.
15. Tribelsky M.I., Miroshnichenko A.E. (2020). Resonance scattering of electromagnetic waves by small metal particles. *Physics optics*, 17 Sep 2020, pp. 1-27.
16. Naimushina D.A. (2022). Plasmon Resonance. Dictionary of nanotechnological terms. Rosnano. [Electronic resource]. <https://thesaurus.rusnano.com/wiki/article2223> (Date of access: June 20, 2022).
17. Landau L.D. and Lifshitz E.M. (1982)., *Electrodynamics of Continuous Media*, 2nd ed., Moscow. 621 p.
18. Kerker M. (2013). *The scattering of light and other electromagnetic radiation: physical chemistry: a series of monographs*. Academic press. Vol. 16. 688 p.

#### Information about authors:

**Evgenia S. Abramova**, Siberian state University of telecommunications and Informatics, associate Professor of Department of Radio Engineering Devices and Technosphere Safety, Associate Professor, Candidate of technical sciences, Novosibirsk, Russia.

**Sergey F. Balandin**, Laboratory of Optical Location V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Senior researcher optical location laboratory, Candidate of physico-mathematical sciences, Tomsk, Russia.

**Valery A. Donchenko**, National Research Tomsk State University, V. D. Kuznetsov Siberian Physical-Technical Institute at Tomsk State University, Deputy Director, Professor, Doktor of physico-mathematical sciences, Tomsk, Russia.

**Vyacheslav F. Myshkin**, Professor Division for Nuclear-Fuel Cycle Tomsk Polytechnic University, Professor, Doktor of physico-mathematical sciences, Tomsk, Russia.

**Valery A. Khan**, Laboratory of Optical Location V.E. Zuev Institute of Atmospheric Optics SB RAS; Division for Nuclear-Fuel Cycle Tomsk Polytechnic University, Leading researcher optical location laboratory, Professor, Doktor of technical sciences, Tomsk, Russia.

**Maria S. Pavlova**, Siberian state University of telecommunications and Informatics, associate Professor of Department of Radio Engineering Devices and Technosphere Safety, Candidate of technical sciences, Novosibirsk, Russia.