

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ
И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.510.413.5: 551.508.856

**Резонансное рассеяние в термосфере как индикатор
высыпаний сверхтепловых электронов****В.В. Бычков, И.Н. Середкин****Институт космических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН
684034, Камчатский край, Елизовский р-н, с. Паратунка, ул. Мирная, 7*

Поступила в редакцию 19.06.2020 г.

Представлены результаты двухчастотного лидарного зондирования атмосферы, полученные на лидарной станции Камчатки (52°58'17" с.ш., 158°15'07" в.д.). Регистрация сигналов рассеяния проводилась в интервале высот 25–600 км. Использованы лазеры с излучением на длинах волн 532,08 и 561,106 нм. Исследовались формирование аэрозоля в средней атмосфере и резонансное рассеяние на возбужденных ионах атомарного азота и кислорода в верхних слоях атмосферы. Выраженные светорассеивающие слои были обнаружены в области 200–400 км. Их появление обусловлено наличием возбужденных состояний ионов атомарного кислорода и азота. Обсуждается разница в значениях сигнала на двух длинах волн. Предложен механизм формирования сигнала, приведена оценка значений сигналов на двух длинах волн.

Ключевые слова: атмосфера, ионосфера, лидар, зондирование, рассеяние; atmosphere, ionosphere, lidar, sounding, scattering.

Введение

Лидарная станция Камчатки, в состав которой входят лазер Brilliant-B и телескоп с зеркалом диаметром 60 см, введена в эксплуатацию осенью 2007 г. Резонансное рассеяние на возбужденных ионах атомарного азота на длине волны $\lambda = 532,08$ нм было обнаружено в марте 2008 г. Сигналы обратного рассеяния на $\lambda = 532,08$ нм в интервале высот 100–300 км исследованы в [1]. В [2–4] приведены результаты двухчастотного зондирования на высотах 100–500 км.

На основе данных ионосферных и лидарных наблюдений в [1–4] было показано, что при высыпаниях сверхтепловых (0,1–10 кэВ) электронов в атмосферу суммарный лидарный сигнал в интервале высот 200–300 км может коррелировать с содержанием плазмы в области максимума ночного слоя F2 ионосферы. Коррекция наблюдалась как в магнитно-спокойных условиях, так и во время геомагнитных возмущений. Анализ геофизических данных, сопровождавших это явление, позволил сделать вывод о том, что физическим механизмом, объясняющим эти корреляции, может быть резонансное рассеяние на возбужденных ионах атомарного азота.

Резонансное рассеяние на возбужденных ионах атомарного кислорода на $\lambda = 561,106$ нм исследовалось уже целенаправленно после модернизации лидарной станции в 2010 г.

В настоящей работе представлены результаты двухчастотного лидарного зондирования на длинах волн этих компонентов осенью 2017 г.

* Василий Валентинович Бычков (vasily.v.bychkov@gmail.com); Илья Николаевич Середкин (seredkin@ikir.ru).

Оборудование

В наблюдениях 2017 г. использовался двухчастотный лидар с Nd:YAG-лазером для генерации излучения на $\lambda = 532,08$ нм и лазером на красителе для генерации излучения на $\lambda = 561,106$ нм на частоте 10 Гц. Основные параметры лидара, использованного в экспериментах, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Основные параметры лидара

Параметр	Значение
<i>Передачик 1</i>	
Лазер	Nd:YAG Brilliant-B
Длина волны	532,08 нм
Энергия импульса	400 мДж
Ширина спектра импульса	0,040 нм
Длительность импульса	5–6 нс
Расходимость луча	0,5 мрад
<i>Передачик 2</i>	
Лазер на красителях	TDL-90
Лазер накачки	YG-982E
Длина волны	561,106 нм
Энергия импульса	100 мДж
Ширина спектра импульса	0,025 нм
Длительность импульса	10 нс
Расходимость луча	0,5 мрад
<i>Приемник</i>	
Диаметр зеркала телескопа	60 см
ФЭУ	Hamamatsu H8259-01
Счетчики фотонов	M8784-01
Пространственное разрешение	1,5 км
Ширина полосы пропускания светофильтров	1 нм

Методы измерения и обработки сигналов

Для исключения засветок ФЭУ от сигналов ближней зоны в обоих приемных каналах использовалось электронное запирающее ФЭУ импульсом длительностью 140 мкс. Это соответствует исключению данных на первых ~25 км. Полученные сигналы хранятся в виде бинарных файлов с 10-секундным накоплением, что позволяет производить дальнейшее суммирование за любые интервалы времени, обычно 15 мин в соответствии с режимом работы ионозонда.

Анализ суммарных за ночь профилей сигнала $S(H)$, где H – высота, показал, что после 100–150 км профиль сигнала нередко сохраняет наклон к оси высот до 500–600 км. По этой причине были программно реализованы отдельные измерения фонового сигнала, которые проводятся между каждыми двумя лазерными импульсами с шагом 10 мкс в течение 4 мс. Измеренный таким образом фоновый сигнал не содержит импульсов последствия и обеспечивается хорошим накоплением данных: каждому значению сигнала обратного рассеяния соответствует среднее из 400 значений фона.

Состояние ионосферы контролируется по результатам измерений ионозонда «Парус-А». Компьютеры, управляющие работой ионозонда и лидара, синхронизированы во времени по GPS. Каждый сеанс зондирования ионосферы длился 20 с. Программа первичной обработки лидарных данных удаляет сигналы, полученные во время работы ионозонда, для исключения возможных наводок на приемную систему лидара.

В 2017 г. зондирование проводилось на $\lambda = 532,08$ и $561,106$ нм. Дипольные переходы для этих длин волн приведены в табл. 2 [5].

Таблица 2

Дипольные переходы возбужденных ионов атомов кислорода и азота, попадающих в полосу излучения лазеров

Параметр	Компонент		
	O ⁺	N ⁺	N ⁺⁺
λ , нм	561,1061	532,0870	532,0958
A_{ki} , с ⁻¹	2,14e + 06	5,68e + 07	2,52e + 07
Нижний уровень	$2s^2 2p^2(^1S)3s$	$2s2p(^3P^o)3p$	$2s2p^2(^4P)3p$
Терм	2S	2D	$^5P^o$
J	1/2	5/2	1
Верхний уровень	$2s^2 2p^2(^3P)4p$	$2s2p(^3P^o)3d$	$2s2p^2(^4P)3d$
Терм	$^2P^o$	$^2F^o$	5P
J	1/2	7/2	2

Примечание. A_{ki} – коэффициенты Эйнштейна, определяющие вероятность перехода; ° соответствует четной сумме орбитальных чисел состояния.

На рис. 1 представлено расположение линий возбужденных ионов в спектрах лазеров. Линии выбраны с учетом ширины полосы лазерного излучения и доплеровского уширения линии на высотах ионосферы, равного ~0,004 нм, для температуры 800 К.

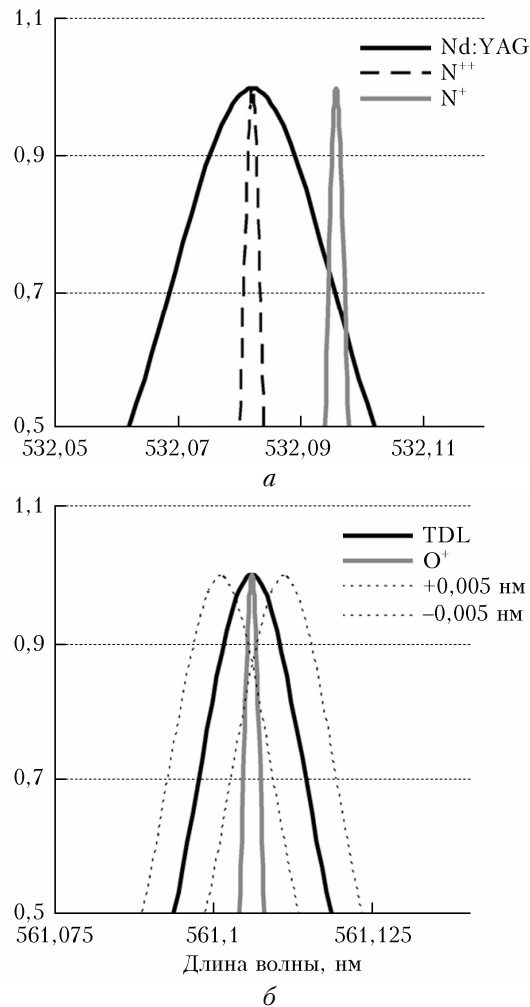


Рис. 1. Линии излучения возбужденных ионов азота (а) и кислорода (б) в спектрах излучения лазеров Nd:YAG и TDL

Линия дважды ионизованного иона азота попадает в центр полосы излучения лазера, но содержание таких атомов малое. Основной вклад в лидарный сигнал вносят ионы N⁺.

Пунктирные линии в правой части рис. 1 показывают возможный сдвиг спектра излучения лазера относительно линии излучения ионов кислорода из-за ошибки в калибровке лазера TDL. Предполагается, что длина волны лазера установлена с точностью до 0,01 нм.

Экспериментальные данные

За период с августа по ноябрь 2017 г. было зарегистрировано семь случаев появления обратного рассеяния на обеих длинах волн. Характерной особенностью данных, полученных за этот период, стало рассеяние в интервале высот 200–400 км и его отсутствие на высотах 100–200 км. Во всех случаях геомагнитная обстановка во время лидарных наблюдений была спокойной.

В настоящей работе использованы данные за 5 и 23 сентября 2017 г. Выбор 23 сентября обусловлен

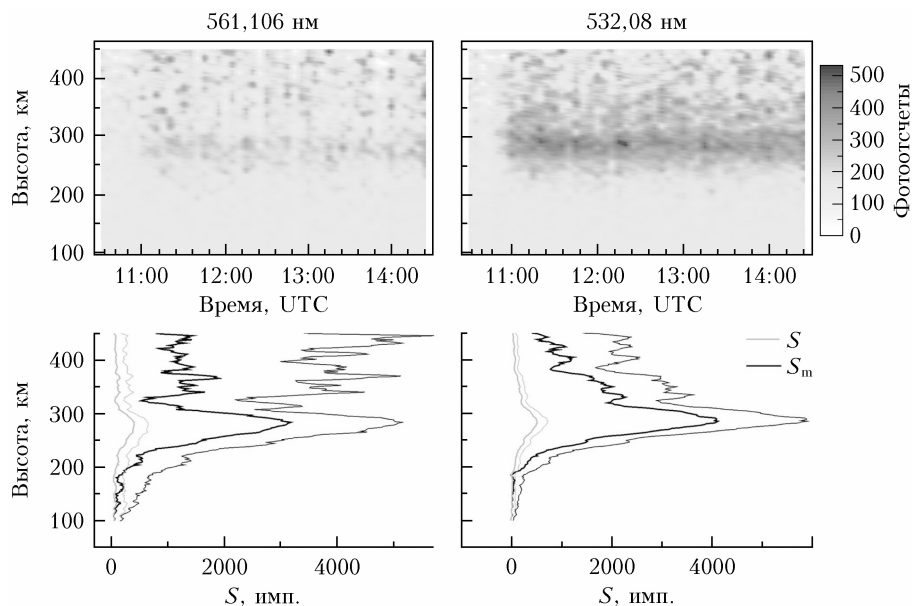


Рис. 2. Лидарный «сигнал минус фон» в области 100–500 км (вверху) и суммарный сигнал S и модифицированный сигнал S_m (внизу), полученные 5 сентября 2017 г.

тем, что светорассеяние наблюдалось в течение полутора часов в середине лидарных наблюдений и сопутствующие проявления в ионосфере наиболее наглядны. На рис. 2 представлено пространственно-временное распределение обратного сигнала, полученного 5 сентября 2017 г.

В верхней части рис. 2 использованы лидарные данные с 5-минутным накоплением и пространственным разрешением 1,5 км. Использование таких данных позволяет более детально выявить особенности распределения во времени сигналов обратного рассеяния. Фоновый сигнал вычтен. Профиль сглажен по высоте методом скользящего среднего с окном 10,5 км. Значение сигнала модифицировано умножением на коэффициент $k \cdot H^2$; $k = 10^{-4}$.

Суммарный лидарный сигнал S , накопленный за ночь, и тот же сигнал S_m , модифицированный умножением на коэффициент $k \cdot H^2$, представлены в нижней части рис. 2. Тонкими линиями изображены доверительные интервалы $S + \Delta$ и $S_m + \Delta$, где Δ — среднеквадратичное отклонение. Они обсуждаются в следующем разделе.

Модификация сигнала умножением на квадрат высоты соответствует фактическому уменьшению реального сигнала с увеличением высоты. Предполагается, что аэрозольное и молекулярное рассеяния отсутствуют на высотах больше 100 км. При выбранном значении $k = 10^{-4}$ на высоте 100 км сигнал совпадает с фактически зарегистрированным, улучшая тем самым визуальное восприятие данных.

Рассеяние, зарегистрированное 23 сентября 2017 г., отличается от результатов зондирования 5 сентября в одном отношении: при зондировании атмосферы на такой же высоте светорассеивающий слой наблюдался дважды, с 11:30 до 13:00 и с 14:00 до конца наблюдений в 14:45 UTC.

На рис. 3 приведены графики лидарного сигнала S , суммированного по слою 200–400 км, и гра-

фики значений $foF2$ и $foEs$ за 5 и 23 сентября 2017 г. Рис. 3, а, в построены по лидарным данным с 15-минутным накоплением. Фоновый сигнал вычтен. Суммарные сигналы S за 23 сентября на $\lambda = 532,08$ и 561,106 нм хорошо коррелируют и практически идентичны. По данным за 5 сентября значения сигналов на этих длинах волн хорошо коррелируют между собой, сигнал на 561,106 нм на 20–40% меньше, чем сигнал на 532,08 нм.

На рис. 3, б, г приведены критические частоты слоев $F2$ и Es во время лидарных наблюдений. Время появления повышенного рассеяния на графиках $foF2$ отмечено маркерами. Наблюдаются локальные увеличения $foF2$, синхронные с ростом лидарного сигнала, на графиках за 5 и 23 сентября. Рост критической частоты слоя $F2$ в ночное время составляет 0,1–0,2 МГц 5 сентября и 0,3 МГц в 11:45 UTC 23 сентября. Эти отклонения невелики и требуют пояснения.

Для сертификации в РФ паспортная погрешность ионозонда «Парус-А» при автоматической обработке не должна превышать 0,1 МГц. В [6] она оценена в 0,05 МГц. Реальная погрешность при компьютерной обработке ионограмм опытными экспертами в ручном режиме составляет единицы сотых долей МГц. Все данные, полученные в особых геофизических условиях, обрабатываются в ручном режиме. Поэтому приведенные случаи повышения критической частоты слоя $F2$ в ночное время значимы.

Высота максимума слоя $F2$ может быть оценена по вычисляемому параметру $hpF2$ (высота параболического слоя, аппроксимирующего слой $F2$). В начале наблюдений 23 сентября параметр $hpF2 = 330$ км, через 15 мин увеличился до 350 км и находился примерно в тех же пределах до конца наблюдений. В начале наблюдений 5 сентября $hpF2 = 310$ км; он рос примерно монотонно и достиг 390–400 км к концу наблюдений.

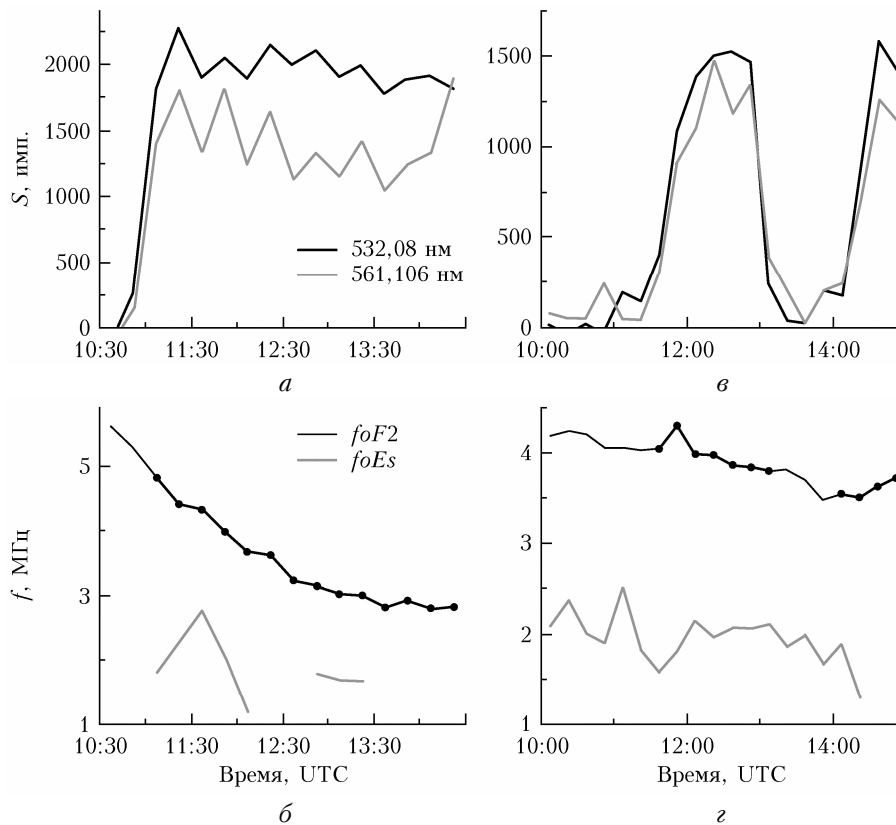
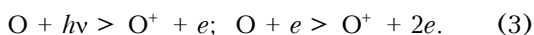
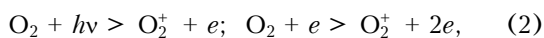
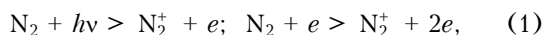


Рис. 3. Лидарный «сигнал минус фон», суммированный по слою 200–400 км (а, б), и $foF2$ и $foEs$ (б, д) во время лидарных наблюдений 5 (а, б) и 23 сентября 2017 г. (в, д)

Слои Es наблюдались на высоте 100 км 23 сентября и на высотах 100–110 км 5 сентября. Наличие слоев Es типа r (корпускулярный) среди ночных за 5 сентября подтверждает предположение о появлении выпящений сверхтепловых электронов в ионосферу.

Напомним основные свойства ионосферы, необходимые в дальнейшем. Наиболее важны для образования ионосферы реакции



При ионизации УФ-излучением Солнца только первый акт происходит с участием фотона; все последующие производятся вторичными электронами.

В [7] представлены результаты моделирования ионосферы в интервале высот 100–400 км. Скорости фотохимических реакций и другие параметры модели корректировались по данным измерений со спутника Atmosphere Explorer C. Приведены схемы фотохимических процессов и скорости образования составляющих нижней термосферы, измеренные на Atmosphere Explorer C. Наиболее важные для нас результаты работы [7] можно кратко сформулировать так:

– определяющими процессами, формирующими появление иона N^+ в основном состоянии, являются

ионизация молекулярного азота и реакция перезарядки иона O^+ на $N(^2D)$;

– определяющими процессами, формирующими ионы $O^+(^4S)$ в основном состоянии, являются ионизация молекулярного и атомарного кислорода и реакция перезарядки иона N^+ на атомарном кислороде;

– больше половины всех ионов N^+ и O^+ рождаются в возбужденном состоянии. В [7] приведены также скорости образования N^+ и метастабильного состояния $O^+(^2D)$ для дневных условий. Скорость образования $O^+(^2D)$ на всех высотах превышает скорость образования N^+ . Следует ожидать, что скорость образования $O^+(^4S)$ в основном состоянии на высотах 200–400 км в ночных условиях может превосходить скорость образования ионов N^+ в несколько раз.

Результаты и обсуждение

Можно отметить следующие основные особенности всех данных лидарного зондирования, полученных в августе – ноябре 2017 г.

1. Ожидалось, что величина лидарного сигнала на $\lambda = 561,106$ нм будет в несколько раз больше сигнала на $\lambda = 532,08$ нм, поскольку содержание ионов O^+ на высотах 150–400 км примерно на два порядка выше, чем содержание ионов N^+ [7]. Лидарные наблюдения осенью 2017 г. показали, что значения суммарного за ночь сигнала на $\lambda = 532,08$ нм обычно были на 20–40% больше, чем на $\lambda = 561,106$ нм.

2. Высота максимумов сигналов рассеяния не совпадает с положением максимума слоя $F2$. Лидарный сигнал максимален на высотах 280–290 км. Согласно данным ионозонда 5 сентября 2017 г. максимум слоя $F2$ при регистрации светорассеивающего слоя находился на высотах 320–400 км.

3. Повышенное рассеяние света, формирующее второй локальный максимум на высотах 320–420 км (см. рис. 2), отмечено для всех суммарных лидарных сигналов на $\lambda = 561,106$ нм. Во всех случаях на $\lambda = 532,08$ нм этот второй локальный максимум отсутствует. С увеличением высоты от 290 до 450 км сигнал на $\lambda = 532,08$ нм монотонно уменьшается.

На рис. 4, *a* представлен профиль лидарного сигнала S , на рис. 4, *б* – профили скорости ионизации q высypающимися электронами, рассчитанные по результатам [8, 9]. Сравнение результатов расчетов скорости ионизации с использованием аналитических приближений [8, 9] показало, что они хорошо согласуются с классическими результатами расчетов методом Монте-Карло [10] и с данными [11].

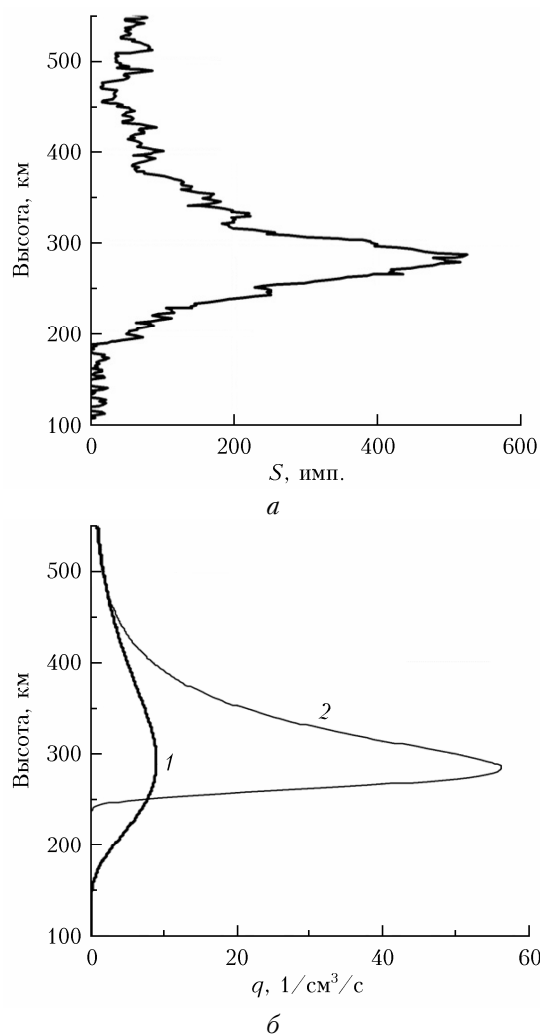


Рис. 4. Профиль лидарного сигнала S (*a*) и скорости ионизации q (*б*) для максвелловского (1) и моноэнергетического (2) спектров высypавшихся электронов, рассчитанные для 11:00–14:15 UTC 5.09.2017 г.

Профиль скорости ионизации $q(H)$ рассчитан для максвелловского спектра электронов с характерной энергией 120 эВ (1) и для моноэнергетического пучка электронов с энергией 330 эВ (2). Энергия электронов подбиралась такой, чтобы максимум скорости ионизации соответствовал по высоте максимуму сигнала (280–290 км). Концентрации нейтральных компонент N_2 , O и O_2 , необходимые для расчетов, были определены с использованием модели NRLMSISE-00 [12]. Неизвестный поток электронов задавался величиной $J_0 = 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Рис. 4 объясняет особенности лидарных сигналов. Профиль лидарного сигнала хорошо коррелирует с профилем скорости ионизации. Это означает, что максимумы основного сигнала на обеих длинах волн формируются в основном за счет рассеяния на возбужденных ионах, родившихся в процессах ионизации. Из сравнения рис. 4, *a* и *б* можно сделать вывод, что наблюдались высypания электронов с энергиями, близкими к 330 эВ.

Значения лидарного сигнала на $\lambda = 532,08$ нм, сравнимые с сигналом на $\lambda = 561,106$ нм, показывают, что процесс возбуждения существующих ионов O^+ не играет значительной роли в формировании основного максимума сигнала. Максимум содержания ионов O^+ находился на высотах 320–400 км. В подтверждение этого предположения можно добавить следующее. На высоте 300 км ночное содержание O составляет порядка $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, содержание O^+ – на четыре порядка меньше (10^4 см^{-3}). Согласно [13, 14] сечение ионизации O и сечение возбуждения O^+ должны быть одного или близкого порядка. В производстве возбужденных ионов O^+ один только процесс ионизации O должен быть намного эффективнее процесса возбуждения существующих ионов на высотах 200–300 км.

Рассеяние на ионах O^+ , возбужденных высypавшимися электронами, начинает проявляться на высотах 320–400 км. Там формируется второй локальный максимум сигнала рассеяния (см. рис. 2). Это происходит в связи с уменьшением сигнала от возбужденных ионов, родившихся в процессах ионизации атмосферы, и увеличением относительного вклада сигнала от ионов в области максимума слоя $F2$, возбужденных высypавшимися электронами. На графике сигнала рассеяния на ионах атомарного азота (см. рис. 2) этот второй максимум отсутствует.

Большие вариации сигнала на $\lambda = 561,106$ нм (см. рис. 2) в области 320–450 км объясняются не только малой величиной исходного сигнала в этой области высот. Исследование профилей сигналов с 15-, 30- и 60-минутным накоплением показало, что на высотах 300–500 км наблюдаются отрицательные значения «сигнал минус фон». Это означает появление областей, где обратный сигнал ниже средних фоновых значений, что объясняется наличием неоднородностей в высотном распределении плазмы и подтверждается ионосферными наблюдениями: по данным ионозонда, зарегистрирована значительная диффузность следа $foF2$ (F -рассеяние). Наличие таких неоднородностей видно на рис. 2.

Это обстоятельство объясняет и большое значение доверительного интервала для сигналов с $\lambda = 561,106$ нм. Суммарный сигнал содержит ~ 150000 посылок лазерных импульсов, и при стабильном положении слоя $F2$ и его слабой диффузности можно ожидать значений доверительных интервалов, соответствующих уровню сигналов на двух длинах волн. Что и наблюдалось по лидарным и ионосферным данным, например, 3 августа 2017 г. Появление светорассеивающего слоя сопровождалось умеренной диффузностью следа слоя $F2$ и значениями $hpF2 = 320\text{--}360$ км. Величина доверительного интервала на $\lambda = 561,106$ нм на высоте 450 км имеет значения порядка самого сигнала, т.е. в 2–3 раза меньше, чем для данных 5 сентября 2017 г.

Наличие второго максимума на $\lambda = 561,106$ нм в другие дни наблюдений светорассеивающих слоев осенью 2017 г. также подтверждает их достоверность. Ион N^+ быстро исчезает в реакциях с молекулярным кислородом. В результате концентрации (см^{-3}) этих ионов на высотах 150–400 км примерно на два порядка меньше, чем долгоживущих ионов O^+ . Но они могут появляться в результате реакции перезарядки атома азота на ионах атомарного кислорода и успевать взаимодействовать с лазерным излучением до своей гибели в реакциях с молекулярным кислородом.

Оценка соотношения сигналов

Доля энергии лазерного импульса, участвующего в резонансном рассеянии, может быть оценена как отношение полуширины линии возбужденного перехода к полуширине лазерного спектра (см. рис. 1). С учетом доплеровского уширения линии, равного $\sim 0,004$ нм для обоих ионов, и данных табл. 1 эта доля составит $\sim 10\%$ для излучения на $\lambda = 532,08$ нм и $\sim 15\%$ для излучения на $\lambda = 561,106$ нм. «Полезная» энергия импульса равна 40 и 15 мДж для излучения на $\lambda = 532,08$ и 561,106 нм соответственно.

Состояния «нижнего уровня» в табл. 2 также являются возбужденными. Время жизни возбужденного иона

$$\tau = 1/(\sum A_{ki} + \nu), \quad (4)$$

где ν – частота соударений ионов с нейтралами; суммирование коэффициентов Эйнштейна производится для всех состояний, в которые возможны радиационные переходы [15].

Для области выше 100 км можно положить $\nu = 0$, так как частота соударений ионов на этих высотах $\nu < 5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, что много меньше частот радиационных переходов. Поиск всех таких состояний в базе данных NIST [5] дает значения $\tau = 1,06$; 1,42 и 12,82 нс для O^+ , N^{++} и N^+ . Эти значения имеют тот же порядок величины, что и длительности импульсов T_{pulse} , равные 5 и 10 нс на $\lambda = 532,08$ и 561,106 нм.

Взаимодействие лазерного импульса с возбужденными ионами в тонком слое происходит за вре-

мя T_{pulse} . Во взаимодействии участвуют ионы, которые там находились в момент прихода зондирующего импульса и которые родились в этом слое за время T_{pulse} . Начальное содержание возбужденных ионов в произвольном тонком слое атмосферы должно быть пропорционально скорости образования этих ионов, умноженной на время жизни τ этого состояния. Количество вновь появившихся ионов должно быть пропорционально скорости образования этих ионов, умноженной на время взаимодействия T_{pulse} .

Оценим вероятность взаимодействия с фотоном иона, родившегося в слое во время присутствия там лазерного импульса. Сечение резонансного рассеяния в классическом приближении может быть представлено в виде [16]:

$$\sigma = 3/2\pi \cdot \lambda^2 \quad (5)$$

Подставляя $\lambda = 532,08$ и 561,106 нм, получаем $\sigma = 1,35 \cdot 10^{-13}$ и $1,5 \cdot 10^{-13} \text{ м}^2$ соответственно.

Энергия фотонов равна 2,33 и 2,3 эВ, или $3,72 \cdot 10^{-19}$ и $3,68 \cdot 10^{-19}$ Дж, для $\lambda = 532,08$ и 561,106 нм. С учетом данных табл. 2 и рис. 1 число «полезных» фотонов в импульсе $N_{\text{ph}} \approx 1,0 \cdot 10^{17}$ и $0,4 \cdot 10^{17}$ для $\lambda = 532,08$ и 561,106 нм. Исползованные коллиматоры уменьшают расходимость луча (см. табл. 1) в 7–8 раз, и она будет равна $\sim 7 \cdot 10^{-5}$ рад. Площадь засвеченной поверхности $P_s = 350 \text{ м}^2$ на высоте 300 км.

Потери энергии импульса на молекулярное рассеяние в атмосфере (20%), на выводном зеркале и на четырех поверхностях линз коллиматора (по 10% на каждой поверхности) составляют 55%. На высоте 300 км от каждого импульса через каждый квадратный метр засвеченной поверхности будет проходить $0,45N_{\text{ph}}/P_s$ фотонов в количестве $1,28 \cdot 10^{14}$ и $5,1 \cdot 10^{13}$ с $\lambda = 532,08$ и 561,106 нм.

Вероятность взаимодействия родившегося иона будет определяться не общим количеством полезных фотонов в импульсе, а величиной $N\tau$ (число фотонов, пролетевших через единицу площади за время жизни иона τ), помноженной на величину сечения рассеяния σ . Если $N\tau \cdot \sigma > 1$, то вероятность взаимодействия p близка к единице, в противном случае $p = N\tau \cdot \sigma$.

Для $\lambda = 532,08$ и 561,106 нм $N\tau = 1,28 \cdot 10^{14}$ и $5,1 \cdot 10^{12}$, поскольку время жизни у ионов азота больше длительности импульса, а у ионов кислорода оно составляет $0,1T_{\text{pulse}}$. Сравнивая эти величины со значениями сечения рассеяния $1,35 \cdot 10^{-13}$ и $1,5 \cdot 10^{-13} \text{ м}^2$, получаем, что ионы N^+ будут взаимодействовать с вероятностью, близкой к единице. Для ионов O^+ вероятность взаимодействия будет $\sim 0,75$. На высоте 200 км площадь засвеченной поверхности уменьшается примерно вдвое, а вероятность взаимодействия ионов O^+ становится близкой к единице во всей нижележащей области термосферы.

Для удобства сведем данные в табл. 3.

При расчете вероятности взаимодействия нужно учесть, что у ионов, родившихся перед выходом

Таблица 3

**Основные параметры взаимодействия излучения
с возбужденными ионами**

Компонент	τ , нс	σ , м ²	N_{ph}	$N\tau$	$N\tau \cdot \sigma$	p
N ⁺	12,82	$1,35 \cdot 10^{-13}$	$1,0 \cdot 10^{17}$	$1,28 \cdot 10^{14}$	17,2	1
O ⁺	1,06	$1,5 \cdot 10^{-13}$	$0,4 \cdot 10^{17}$	$5,1 \cdot 10^{12}$	0,75	0,75

импульса из исследуемого слоя, вероятность взаимодействия будет уменьшаться, когда время взаимодействия станет меньше времени жизни иона. У ионов O⁺ p будет уменьшаться в течение последних 1,06 нс от 0,75 до 0; у ионов N⁺ — от 1 до 0 на промежутке длительностью $T_{pulse}/(N\tau \cdot \sigma) = 0,8$ нс. Похожая ситуация возникает для ионов «начального содержания» при входе импульса в слой, только вероятности будут нарастать от нуля до значений, указанных в последнем столбце табл. 3. Учитывая, что многие параметры, использованные нами при оценке, приближительны, эти поправки невелики и их можно считать несущественными.

Таким образом, лидарный сигнал должен быть пропорционален скорости образования ионов V , умноженной на время ($T_{pulse} + \tau$) и на вероятность взаимодействия p :

$$S \sim V(\tau + T_{pulse})p. \quad (6)$$

Для $\lambda = 532,08$ и $561,106$ нм время взаимодействия составит 17,8 и 11 нс соответственно. С учетом поправок и вероятности взаимодействия $(\tau + T_{pulse})p = 17,5$ и $7,5$ нс. Если считать, что скорости образования ионов O⁺ и N⁺ равны, то отношение сигналов $N_{561,106}/N_{532,08} = 7,5/17,5 = 0,42$. Полученное экспериментальным путем отношение $N_{561,106}/N_{532,08} = 0,7-0,8$. Это означает, что по лидарным данным скорость образования ионов кислорода должна превышать скорость образования ионов азота по меньшей мере в 2 раза.

Относительно оценки скорости образования ионов нужно сделать следующее замечание. Ширина спектра излучения лазера TDL мала (0,025 нм). При оценке «полезной» энергии излучения предполагалось, что у обоих лазеров сдвиг резонансной частоты относительно центра спектра импульса отсутствует, поскольку он невелик и примерно одинаков для обоих длин волн. У лазера TDL величина сдвига линии сильно зависит от точности калибровки частоты. Вероятность взаимодействия иона с излучением будет быстро уменьшаться с ростом сдвига резонансной частоты относительно центра спектра излучения лазера. Так, сдвиг уже на 0,01 нм уменьшит вероятность взаимодействия и сигнал примерно в 2 раза. Поэтому экспериментальная оценка отношения скоростей V_{O^+}/V_{N^+} может оказаться заметно заниженной, что не противоречит данным, приведенным в [7].

Полученные оценки означают, что использованная энергия импульса с $\lambda = 532,08$ нм даже избыточна для обеспечения взаимодействия со всеми появляющимися возбужденными состояниями N⁺

на высотах максимума слоя F2. На $\lambda = 561,106$ нм для получения сигнала, по которому можно оценить скорость рождения ионов O⁺ в области максимума слоя F2, нужна энергия, превышающая использованную в 2–3 раза.

Заключение

В атмосфере Земли основной процесс, приводящий к возникновению резонансного рассеяния на газовых компонентах атмосферы, — это ионизация с появлением возбужденных ионов. В ночных условиях это в первую очередь ионизация выпадающими электронами. При этом наличие в атмосфере в заметных количествах самих ионов в основном состоянии не обязательно.

Рассеяние на ионах атомарного кислорода и азота, возбужденных выпавшими электронами, может наблюдаться на высотах больше 300 км, где концентрация основных ионизируемых компонентов уменьшается. Большие вариации сигнала в этом интервале высот вызваны слабостью самого сигнала на высоком фоне. Нередко выпадания электронов сопровождаются явлением F-рассеяния, вызванного появлением неоднородностей в распределении плазмы, что приводит к дополнительным вариациям в профиле сигнала. На высотах меньше 300 км это рассеяние будет маскироваться на фоне более интенсивного рассеяния на ионах, появившихся в процессе ионизации нейтральных компонент атмосферы.

Показана возможность определения энергий электронов, выпавших в атмосферу, лидарным методом при зондировании на $\lambda = 532,08$ и $561,106$ нм, а также оценки отношения скоростей образования ионов.

Работа выполнена в рамках госзадания по теме «Динамика физических процессов в активных зонах ближнего космоса и геосфер» (2018–2020) (№ АААА-А17-117080110043-4). Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ИКИР ДВО РАН «Северо-восточный гелиогеофизический центр» СКР_558279, УНУ 351757.

1. Бычков В.В., Непомнящий Ю.А., Пережогин А.С., Шевцов Б.М. Лидарные сигналы верхней атмосферы и возможный механизм их формирования // Оптика атмосф. и океана. 2015. Т. 28, № 3. С. 210–214; Bychkov V.V., Nepomnyashchii Y.A., Perezhogin A.S., Shevtsov B.M. Lidar returns from the upper atmosphere and possible causes of their generation // Atmos. Ocean. Opt. 2015. V. 28, N 4. P. 303–307. DOI: 10.1134/S1024856015040041.
2. Бычков В.В., Середкин И.Н., Пережогин А.С., Шевцов Б.М., Маричев В.Н. Лидарные исследования резонансного рассеяния в атмосфере на возбужденных ионах атомарного кислорода и азота // Оптика атмосф. и океана. 2017. Т. 30, № 3. С. 209–213. DOI: 10.15372/AOO20170304.
3. Bychkov V.V., Perezhogin A.S., Seredkin I.N., Shevtsov B.M. On the role of the method of measuring the background signal in the lidar measurements of the upper atmosphere // Proc. SPIE. 2017. V. 10466. 1046677. DOI: 10.1117/12.2292675.

4. *Bychkov V.V., Perezhogin A.S., Seredkin I.N., Shevtsov B.M.* Appearance of light-scattering layers in the thermosphere of Kamchatka during the autumn of 2017 // *Proc. SPIE*. 2018. V. 10833. 10833A4. DOI: 10.1117/12.2504539.
5. *Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J., NIST ASD TEAM.* NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.5.2) // National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg. URL: <https://physics.nist.gov/asd> (last access: 19.05.2020).
6. *Яковец А.Ф., Водяникова В.В., Нурмухамбетова К.Ж., Гордиенко Ш.И., Литвинов Ю.Г.* F-область ионосферы на восходе Солнца // *Изв. Национальной академии наук Республики Казахстан. Сер. физ.-мат.* 2012. № 4. С. 3–9135.
7. *Richards P.J.* Reexamination of ionospheric photochemistry // *J. Geophys. Res.* 2011. V. 116, N A08307. P. 1–14. DOI: 10.1029/2011JA016613.
8. *Deminov M.G.* Earth's ionosphere. in: *Plasma heliogeophysics*. M: Fizmatlit, Moscow, 2008. V. 2, P. 92.
9. *Деминов М.Г., Хезай В.В.* Аналитическая аппроксимация скорости ионизации авроральными электронами. 1980. Т. 20, № 1. С. 145–147.
10. *Rees M.N., Benedict P.C.* Auroral Proton Oval // *J. Geophys. Res.* 1970. V. 75. P. 1763.
11. *Омхольт А.* Полярные сияния / под ред. Я.И. Фельдштейна, Н.Н. Шефова. М.: Мир, 1974. 249 с.
12. *Picone M., Hedin A.E., Drob D.* NRLMSISE-00 Model 2001. URL: <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/atmos/nrlmsise00.html> (last access: 19.05.2020).
13. *Авакян С.В., Серова А.Е., Воронин Н.А.* Роль ридберговских атомов и молекул в верхней атмосфере // *Геомагнетизм и аэронавигация*. 1997. Т. 37, № 3. С. 99–103.
14. *Андреев Г.В.* Расчет сечения ионизации электронным ударом для атомов водорода и азота // *Физико-химическая кинетика в газовой динамике*. 2010. Т. 1, № 1. С. 263–264.
15. *Щефов Н.Н., Семенов А.И., Хомич В.Ю.* Излучение верхней атмосферы – индикатор ее структуры и динамики. М.: GEOS, 2006. 740 с.
16. *Константинов О.В., Матвеевцев А.В.* Гигантское сечение резонансного рассеяния электромагнитных волн электроном в металлическом или полупроводниковом кластере // *Письма в ЖТФ*. 2010. Т. 36, № 22. С. 17–20.

V.V. Bychkov, I.N. Seredkin. Resonant scattering in the thermosphere as an indicator of superthermal electron precipitation.

The results of dual-frequency lidar sensing of the atmosphere at the Kamchatka lidar station (52°58'17" N, 158°15'07" E) are presented. The scattering signals were recorded in the altitude range 25–600 km. Lasers with radiation at wavelengths of 532.08 nm and 561.106 nm were used. The aerosol formation in the middle atmosphere and resonance scattering by excited atomic nitrogen and oxygen ions in the upper atmosphere were researched. Pronounced light-scattering layers were found at altitudes of 200–400 km. Their appearance is due to the presence of excited states of atomic oxygen and nitrogen ions. The difference in signal values at two wavelengths is discussed. A signal generation mechanism is proposed, and signal values at different wavelengths are estimated.