

ГИГАНТСКИЕ ДЖЕТЫ КАК ВЫСШИЕ ПОПЕРЕЧНЫЕ МОДЫ ОТКРЫТОГО РЕЗОНАТОРА

© 2019 г. Г. В. Склизков^{а,*}, А. В. Шелоболин^{а,**}

^а Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

*e-mail: sklizkovgv@lebedev.ru

**e-mail: shelobolinav@lebedev.ru

Поступила в редакцию 24.12.2018 г.

После доработки 15.03.2019 г.

Принята к публикации 25.03.2019 г.

На основе нелинейной плазменно-волноводной модели электрического пробоя газов рассматривается пространственная структура гигантских голубых джетов в верхних слоях атмосферы. Выдвигаются лазерные аналоги для таких волн, объясняется коническая эквидистантная по азимуту структура между лучами гигантского джета. Оцениваются необходимые параметры поля и плотности ионизации, обеспечивающие этот процесс. На основе модели устанавливаются требования к диагностике волн в верхних слоях атмосферы. Предлагаются аналоги для рассмотрения грозовых явлений в нижней атмосфере.

DOI: 10.1134/S0367292119080109

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время развивается исследование разрядов в верхних слоях атмосферы [1–7]. Это связано с развитием современного экспериментального оборудования, необходимого для скоростной фотографии таких разрядов. Типичное временное разрешение этих систем — около 17 мс [2, 3], что находится на грани достоверности определения скорости развития волн электрического пробоя газа (ЭПГ) в указанных условиях. Для рассматриваемых процессов диапазон абсолютных высот над уровнем океана составляет от 15 км до 90 км, что соответствует плотности воздуха от 10^{18} – 10^{19} см⁻³ до 10^{14} см⁻³ и температуре нейтрального газа в диапазоне 200–280 К.

При наземных измерениях расстояние оптической регистрирующей аппаратуры до объекта в три-четыре раза больше диапазона указанных высот [2, 3]. Пространственное разрешение в этих условиях можно оценить на уровне ~1 м, но сегодня в указанных экспериментах, судя по рис. 1, достигнуто пространственное разрешение ~10–100 м. Этого пока достаточно, поскольку по оценке авторов работ [2, 3] диаметры зарегистрированных волн ЭПГ составляют около километра.

Соответственно, возникает вопрос, улучшать ли форсированно эту характеристику эксперимента или обратить повышенное внимание на регистрацию других параметров, например, временного разрешения. Ответ на этот вопрос связан с модельными представлениями о данном явлении

и с решаемыми при этом задачами подготовки дальнейших диагностик.

Основные типы волн ЭПГ в верхних слоях атмосферы, или типы переходных излучательных явлений (TLE) определены в [4–7]. При этом под гигантскими голубыми джетами (ГГД) понимаются многоканальные волны ЭПГ, стартующие от верхнего края грозового облака несколько ниже его границы и распространяющиеся вверх до нижнего края ионосферы. (см. рис. 1 и 2). Такие волны, возникают во время грозы в прибрежных районах океана, однако старт этих волн не связан с разрядом грозового облака на землю. При этом ГГД наблюдаются лишь в экваториальных широтах. Родственными ГГД считаются одноканальные голубые джеты (ГД), внешне отличающиеся от ГГД лишь количеством каналов.

Главные задачи, которые следует объяснить при анализе фотографий ГГД, можно разделить на четыре части: 1) почему каналы ГГД располагаются почти эквидистантно по азимуту по образующим конуса? 2) почему ГГД наблюдаются только в экваториальных широтах? 3) почему верхняя граница ГГД не одинакова для [2] и [3]? 4) почему в [2] наблюдается широкий ореол на ионосфере, и каков его физический смысл? Первую из этих задач следует считать главной, поскольку она принципиально выделяет ГГД из всех волн ЭПГ. Азимутальная эквидистантность каналов ГГД не может быть объяснена на базе традиционной теории ЭПГ, рассматривающей

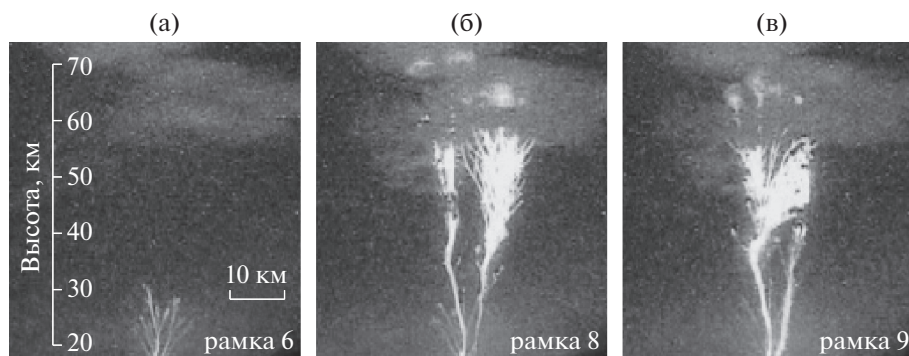


Рис. 1. Развитие гигантского джета [2].

любую из его волн как фронтальную волну ионизации. Такая волна не строит сложные интерференционные картины, наблюдающиеся в [2, 3], так как не обладает фазой.

Тем не менее, считается, что описание таких волн ЭПГ и спрайтов, распространяющихся от нижней границы ионосферы вниз, можно проводить, опираясь на закон подобия Пашена, по традиционной методике, выработанной при описании лабораторных аналогов [8] для стримеров и лидеров и обобщенной в [9, 10]. Оно сводится к совместному использованию уравнения непрерывности для электронной плотности и четырех уравнений ионизации и деионизации среды, т.е. уравнений диффузии, ионизации нейтрального газа в электрическом поле головки волны ЭПГ, фотоионизации и ионизации убегающими электронами.

Эти четыре уравнения и подгоночные эмпирические параметры в каждом из них позволяют удовлетворительно решить главную задачу ЭПГ о распространении одиночной волны проба в произвольной симметричной геометрии эксперимента. Однако строго это возможно лишь при одном значении используемого напряжения, поскольку диапазоны зависимостей теоретической

и экспериментальной скоростей волны ЭПГ от напряжения не совпадают, и следовательно эти зависимости могут пересекаться лишь в одной точке [11]. Вокруг указанной точки для стримерной волны ($E \sim 10$ кВ/см, $V \sim 10^8$ см/с) традиционная модель демонстрирует удовлетворительное совпадение теории с экспериментом в области энергетических, а иногда и пространственных параметров. Отступление от этой точки на порядок уже не гарантирует такое совпадение и порой дает принципиально новые эффекты вроде генерации нейтронов в искровом разряде [12]. Кроме того, при анализе ГГД перепад давления по высоте доходит до пяти порядков, соответственно для описания процесса распространения его волн потребовалось бы пять моделей со своими подгоночными параметрами. Однако это еще не гарантирует совпадение такой теории с экспериментом.

Главные же трудности использования традиционной модели при описании волн ЭПГ в верхней атмосфере лежат в области пространственно-временных характеристик, поскольку здесь успехи традиционной модели незначительны. Так для лабораторных волн ЭПГ традиционная модель не способна обосновать наличие отличной от нуля минимальной скорости волны $\sim 10^7$ см/с, симметрию распада лавины на два стримера в системе отсчета, связанной с лавиной, симметрию в лабораторной системе отсчета для аналогичного процесса в стримерной камере, линейную эквидистантность волн ЭПГ в многолавиновых и многостримерных экспериментах, скачок диаметра волны в три раза при лавинно-стримерном переходе. Если же учесть, что экстраполяция диаметра волны от стримера до канала ГГД составляет семь порядков: от 100 мкм до 1 км, то становится очевидным сомнительность этого пути описания.

Поскольку физические аналоги эквидистантности волн ЭПГ, отличные от резонаторных, отсутствуют, то описание ГГД необходимо вести на базе гармонической волны, обладающей бегущей фазой, а используя теорию открытых резонато-

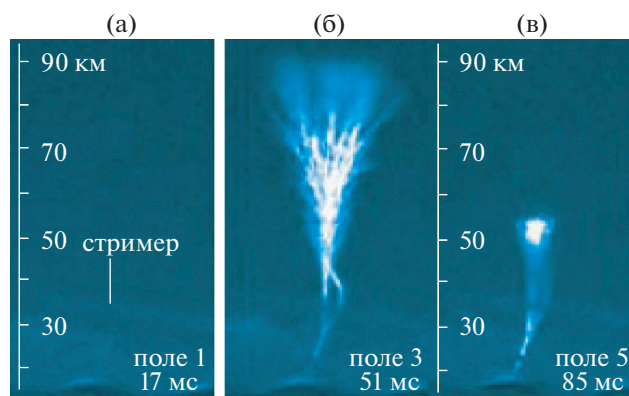


Рис. 2. Развитие гигантского джета [3].

ров, развитую для лазерной физики, можно попытаться объяснить пространственно-временную структуру ГГД, чему и будет посвящена эта работа. Однако при введении такой волны необходимо охватить и другие формы ЭПГ. Для объяснения экспериментов, не укладывающихся в традиционную модель, в [11, 13] была предложена нелинейная плазменно-волноводная модель (НПВМ). В ее основе лежат три положения, опирающиеся на экспериментальные данные:

1. Все волны ЭПГ являются солитонами.
2. Эти волны должны быть поверхностными, т.е. на предварительном этапе в объеме нейтрального газа или слабоионизованной плазмы должны быть сформированы цилиндрические области повышенной ионизации, плазменные волноводы.
3. Уравнение, описывающее распространение солитона вдоль поверхности такого волновода, есть уравнение синус-Гордон для электрического потенциала.

Введение НПВМ не следует воспринимать как полное отрицание традиционной модели. Как указывалось выше, при расчете энергетических характеристик волны ЭПГ в окрестности точки, где расчеты совпадали с экспериментом, вполне допустимо использовать опыт, накопленный традиционной моделью фронтальной ионизации.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ ОЦЕНКИ

В соответствии с принципами НПВМ схему процесса развития ГГД изобразим на рис. 3, а качественно этот процесс будем представлять так:

1. Над граничным участком грозового облака, имеющего форму круга с диаметром, близким к $D = 50$ км, формируется изгиб поверхности ионизации ионосферы. В [2] такой участок на грозовом облаке просматривается достаточно четко, а проекция центра ГГД на облако, проставленная авторами [2], попадает в центр такого участка. В [3] такой участок также просматривается, однако отсутствие горизонтального масштаба несколько затрудняет диагностику. Источником изгиба поверхности ионосферы является излучение генератора океан—туча, как это показано на рис. 3. В этом генераторе, работающем в режиме свободной генерации на частоте, соответствующей граничной плотности ионизации D -слоя ионосферы, грозовое облако является полупрозрачным зеркалом. При этом оптическая поверхность океана — это почти идеальное зеркало, поскольку даже в шторм ее пространственные возмущения будут на порядок ниже, чем длина волны излучения, равная 300 м. Поскольку в [2] диаметр грозовой тучи приблизительно равен ее расстоянию до ионосферы $D \approx L_2$, в дальнейшем

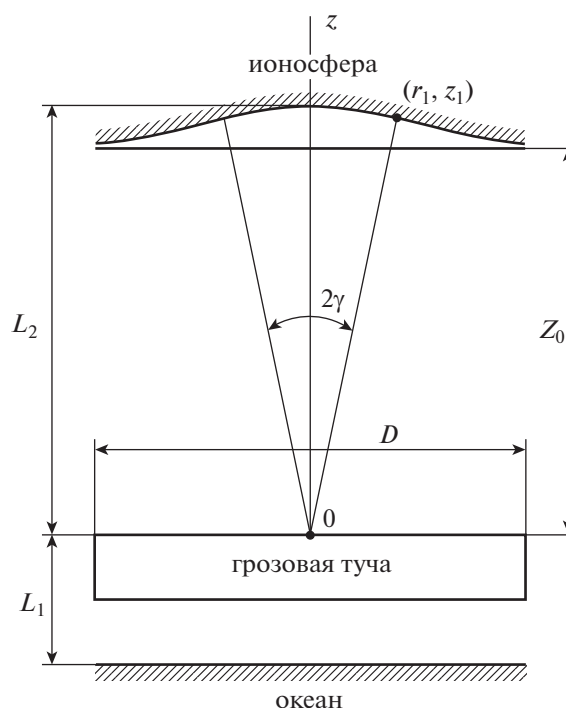


Рис. 3. Схема экспериментов по регистрации гигантских джетов.

поперечную структуру зеркала на поверхности ионосферы будем описывать в соответствии со структурой пучка в ближней зоне нижнего генератора, а пространственную амплитуду возмущения ионосферы оценим при решении соответствующей задачи.

2. Вогнутая поверхность ионизации ионосферы и плоская поверхность ионизации грозового облака образуют полусферический резонатор, который на указанной выше частоте формирует плазменный волновод по законам открытого полусферического резонатора. Затем вдоль каждого канала этого волновода со скоростью, близкой к тепловой скорости электрона, бежит слабая продольная волна электрического поля, E -волна, переходящая в сильную, потенциал которой имеет структуру солитона типа кинка уравнения синус-Гордон, а ее скорость заметно возрастает. Экспериментальным доказательством предварительного формирования волновода служит то, что в [2] отпечатки волновода на ионосфере появились еще до старта сильной волны (см. рис. 1а), а в [3] (см. рис. 2) наблюдается пробой на высоте ~ 50 км, который возможен лишь в лучах, отраженных от ионосферы, так как лучи ГГД, идущие снизу от грозового облака, являются расходящимися.

3. Старт волны ЭПГ наблюдается от грозового облака, где, по-видимому, интенсивность поля выше, что создает более мощный источник излучения E -волны, который может дать лишь тор-

мозное излучение электронов. При этом, поскольку величина электромагнитного кванта мала ($\sim 10^{-9}$ эВ), то это тормозное излучение может инициироваться не убегающими электронами, под которыми обычно понимаются электроны, имеющие энергию значительно выше тепловой, а сдвигом распределения электронов по кинетической энергии во внешнем поле [14].

4. После достижения этой волной ЭПГ верхней границы стратосферы, т.е. высоты 40–50 км, где градиент температуры воздуха меняет знак, она, по-видимому, распадается и переходит в слабую волну в связи с возникновением в ней пучково-плазменной неустойчивости. Имеющиеся экспериментальные данные не позволяют сегодня согласовать теорию и эксперимент в этом вопросе. Необходимо повышать временное разрешение регистрирующей аппаратуры.

5. Процесс генерации в обоих генераторах возникает на минимальной частоте спектра, как это рассмотрено в радиоэкспериментах [15], т.е. порядка $\nu = 1$ МГц. При этом в указанных разрядах участвует нижняя часть ионосферы, т.е. ее D -слой для [2] или E -слой для [3]. Плотности электронов в нижней части ионосферы и на поверхности океана должны соответствовать значению критической плотности для данной частоты и быть близки к $n \approx 10^4$ см $^{-3}$. Плотность электронов в грозовом облаке должна быть несколько ниже этого значения, чтобы обеспечивать коэффициент отражения на уровне ~ 0.5 . Мощности же развивающихся волн достаточно низки, чтобы вызывать значительные нелинейные эффекты в ионосфере, которые описаны в [16], но вместе с тем должны обеспечить формирование волн на ионосфере вогнутого зеркала. Область фокусировки волн в [3] не является зеркалом резонатора, а играет роль плазменной линзы, которая огибается каналами ГГД по законам рефракции, как это описано в теории лазерного термоядерного синтеза [17].

6. Масштаб скорости волны, формирующей структуру волновода, дает скорость света $c = 3 \times 10^{10}$ см/с, а масштаб скорости поверхностной волны ЭПГ вдоль волновода — тепловая скорость электронов в точке, незначительно отстоящей от максимума максвелловского распределения электронов по энергиям, где бесстолкновительное затухание волны минимально, т.е. $V_{ph} = (2T/m)^{1/2} \approx 8.5 \times 10^6$ см/с при $T \approx 240$ К, m — масса электрона. Тогда масштаб длины волны, формирующей волновод, будет $\lambda = c/\nu = 300$ м, а длина продольной E -волны в сформированном волноводе оценивается как $\lambda_1 = V_{ph}/\nu = 10$ см. При этом для цилиндрического плазменного волновода групповая скорость волны, соответствующая лидерному механизму пробоя, будет ниже фазовой, соответствующей стримерному механизму [18].

Превышение скоростью волны указанного масштаба может означать повышение температуры электронов в канале, как это наблюдается в солитонном режиме распространения волны, а снижение относительно этого значения может означать переход от фазовой скорости волны к групповой, как это наблюдается для лидерного механизма волны ЭПГ.

7. Как видно из приведенных оценок и из рис. 1 и 2, для ГГД выполняется условие применимости описания открытых резонаторов, т.е. $\lambda, \lambda_1 \ll D \sim L$, где D — размер зеркала, L — расстояние между зеркалами [19]. Ниже аналогия между наблюдаемым явлением и лазерными системами будет продолжена насколько это возможно. Полное время двойного прохода волны, формирующей волновод, составит величину $\tau = (L_1 + L_2)/c = 0.5$ мс. Оно распадается на время двойного прохода нижнего резонатора, океан–облако $\tau_1 = L_1/c = 0.1$ мс и время двойного прохода верхнего резонатора, облако–ионосфера $\tau_2 = L_2/c = 0.4$ мс. Кроме того, в сформированном верхнем волноводе может развиваться продольная E -волна, а ее время двойного прохода будет порядка $2L_2/V_{ph} = \tau_3 \sim 1$ с. В [3] в конце процесса генерации ГГД в течение $\sim \tau_3$ были зафиксированы электромагнитные колебания с периодом, близким к величине $\tau_4 = w/V_{ph}$, где w — диаметр канала ГГД, что предполагает существование поперечной компоненты в сформированном волноводе.

При формировании обоих генераторов следует оценить ширину спектра рабочего перехода и сравнить эту величину с собственной частотой резонатора. Поскольку спектральная ширина источника определяется шириной максвелловского распределения электронов по скоростям, то очевидно, что продольный режим формирования структуры резонатора является многомодовым, даже с учетом того, что на начальном этапе два резонатора являются связанными. Масштабом глубины проникновения поля в плазму канала джета будет глубина скин-слоя, что при нормальном скин-эффекте даст $\delta = c/2\pi\nu = 50$ м. В приложении к ГГД это означает, что каждый его канал представляет собой полую трубу, ионизованную по цилиндрической поверхности, поскольку согласно [2] диаметр такого канала на начальном участке траектории распространения имеет значение порядка 1 км. Продольная многомодовость свободной генерации на начальном этапе формирования плазменного волновода позволяет надеяться, что при любом соотношении толщины скин-слоя и диаметра канала волновода внешняя поверхность его ионизации будет иметь гауссову структуру, что допускает оперировать приближением гауссова пучка открытого резонатора.

Это означает, что на начальном этапе существует связанный резонатор, состоящий из трех плоских зеркал, который затем под действием излучения свободной генерации нижнего генератора искажает верхнее ионосферное зеркало резонатора и формирует из верхнего резонатора полусферический резонатор, настроенный на моду TEM_{02} для [2] или TEM_{03} для [3]. Полусферический резонатор в данном случае более предпочтителен, чем полуконфокальный, поскольку угол падения на плоское зеркало для полусферического резонатора равен 90° , т.е. любой канал в таком резонаторе относительно автономен от остальных каналов. Это снижает требование на погрешность формы верхнего ионосферного зеркала и допускает пропуск отдельных каналов, что наблюдается на эксперименте [2]. В полуконфокальном резонаторе угол падения луча на плоское зеркало близок к 45° , и это связывает пару его каналов, что усиливает требования на погрешность формы верхнего вогнутого зеркала.

С началом формирования верхнего резонатора его фазовая связь с нижним нарушается, так как структура полей в них становится различной. При этом на диаграмме устойчивости для верхнего резонатора рабочая точка переходит из одного пограничного устойчивого состояния в другое через область устойчивости. А это означает, что в процессе формирования верхнего резонатора боковых потерь на излучение почти нет. Кроме того, это же объясняет существование отпечатков на ионосфере еще до старта сильной волны.

3. ДВЕ РЕЗОНАТОРНЫЕ ЗАДАЧИ

Изложенная выше модель остается гипотезой до тех пор, пока она не получила численное подтверждение в других экспериментальных фактах, не положенных в ее основу. Вот почему необходимо рассмотреть две задачи, связанные с верхним и нижним резонаторами.

Пространственное описание ГГД согласно [15] на большей части траектории его распространения за исключением областей вблизи критической плотности электронов допустимо вести в приближении геометрической оптики, что и будет сделано ниже. Для нижнего резонатора это не вызывает возражений, а для верхнего — некоторое отклонение от законов геометрической оптики наблюдается вблизи грозового облака, где моды резонатора имеют перетяжку, а в волновом приближении становятся перпендикулярны грозовому облаку. Кроме того, потребность в волновом приближении возникает при использовании выражений для гауссова пучка открытого верхнего резонатора.

Согласно [19] диаметр одного канала ГГД $w(z)$ и кривизна фронта волны в нем $\rho(z)$ при отсчете z от облака описываются выражениями

$$w^2 = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right], \quad (1)$$

$$\rho(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right], \quad (2)$$

где w_0 — диаметр пятна на нижнем зеркале

На основе этих выражений можно проверить изложенную выше модель формирования модовой структуры в верхнем резонаторе численно. При этом по измерениям [2] $w_0 = 1.26 \pm 0.26$ км, $\lambda \approx 0.3$ км согласно нашей гипотезе о том, что $\nu = 1$ МГц. На рис. 1 наиболее точно можно измерить параметры $2\gamma = 20^\circ$ и $2r_1 = 20$ км. Отсюда $\rho = r_1 / \sin \gamma = 57.6$ км. Тогда уравнения (1) и (2) можно рассматривать как систему относительно w и z . Прямой расчет w из (1) и (2) связан с трудностью учета результирующей погрешности. Однако, учитывая, что максимальная добротность моды TEM_{02} достигается при $z/\rho = 0.92$ [20], получим $w = 4.4$ км, что близко к размеру малого центрального пятна канала ГГД на ионосфере, которое по измерениям на рис. 1 (кадр 8, 9) составляет 2.5–5 км. Данное совпадение подтверждает выбранную модель для верхнего резонатора, хотя использованные формулы и соответственно значение z строго справедливы лишь для сферического ионосферного зеркала и его моды TEM_{00} , а неучтенные погрешности приводят к значению базы резонатора $z = 53$ км.

Такое же подтверждение необходимо и для нижнего резонатора как источника, формирующего вогнутое зеркало на ионосфере. Согласно рис. 3 поверхность этого зеркала можно аппроксимировать функцией типа

$$Z(r) = Z_0 + Af(r), \quad (3)$$

где r — текущий радиус.

Обычно для описания структуры пятна в ближней зоне лазера $f(r)$ выбирается либо в виде гауссовой функции типа $\exp[-(r/a)^2]$, либо в виде супергауссовой типа $\exp[-(r/a)^4]$. Как правило, этот выбор делается достаточно произвольно, однако ниже такой выбор будет обоснован. Для радиуса кривизны в точке падения ГГД на верхнее зеркало (r_1, z_1) действует правило

$$\rho = \frac{(1 + Z'^2)^{1.5}}{|Z''|}, \quad (4)$$

где Z и Z' — первая и вторая производные по r от функции, определяемой по (3). При этом из геометрического смысла Z и рис. 3 следует, что в точке падения ГГД (r_1, z_1) Z с точностью до знака равна $\operatorname{tg} \gamma$. При выборе f в виде $f = A \exp[-(r/a)^2]$ можно записать

$$Z'(r) = 2 \frac{A r_1}{a} \exp\left[-\left(\frac{r_1}{a}\right)^2\right] = \operatorname{tg} \gamma, \quad (5)$$

$$Z''(r) = 2 \frac{A}{a^2} \left[1 - 2\left(\frac{r_1}{a}\right)^2\right] \exp\left[-\left(\frac{r_1}{a}\right)^2\right] = \frac{(1 + \operatorname{tg}^2 \gamma)^{1.5}}{\rho}. \quad (6)$$

Из (5) и (6) можно получить

$$\frac{r_1}{a} = 0.5[1 + (1 + 1.5 \operatorname{tg}^2 \gamma) \cos \gamma]. \quad (7)$$

При $r_1 = 10$ км, $\gamma = 10^\circ$, получим $r_1/a > 1$, что физически невозможно, поскольку из (6) вытекает необходимое требование $r_1/a < 0.707$. В противном случае луч джета попадает на выпуклую часть поверхности ионосферного зеркала. Именно поэтому выбирается $f = A \exp[-(r/a)^4]$. Тогда вместо (5) и (6) получим

$$Z'(r_1) = 4A \frac{r_1^3}{a^4} \exp\left[-\left(\frac{r_1}{a}\right)^4\right] = \operatorname{tg} \gamma, \quad (8)$$

$$Z''(r_1) = 4A \frac{r_1^2}{a^4} \left[3 - 4\left(\frac{r_1}{a}\right)^4\right] \times \exp\left[-\left(\frac{r_1}{a}\right)^4\right] = \frac{(1 + \operatorname{tg}^2 \gamma)^{1.5}}{\rho}. \quad (9)$$

Условие вогнутости ионосферного зеркала из (9) сводится к $3 - 4(r_1/a)^4 > 0$ или $r_1/a < 0.93$. Из (8) и (9) получаем $(r_1/a)^4 = 0.25[3 - (1 + \operatorname{tg}^2 \gamma)^{1.5} \cos \gamma]$. Отсюда $r_1/a = 0.84$, что удовлетворяет условию вогнутости ионосферного зеркала и при $r_1 = 10$ км дает $a = 11.94$ км. Поскольку $a < 0.5D$, выбранная модель непротиворечива. Подставляя значение a в (8) или (9), получим $A = 1.47$ км ≈ 1.5 км.

Дополнительное обоснование данной модели сводится к доказательству того, что низшая поперечная мода верхнего генератора TEM_{00} , которая не наблюдается на рис. 1, имеет в данных условиях добротность ниже, чем мода TEM_{02} . Согласно [20] добротность TEM_{00} превосходит добротность TEM_{02} в интервале $0.92 < z/\rho < 0.975$. В приосевой области, где распространяется TEM_{00} $Z' \approx 0$, $Z'' \approx \rho^{-1}$. Используя (4) при $r = 0.5w$ и подставляя полученные выше параметры, можно найти

$\rho_{00} \approx 234$ км. При этом база резонатора L_2 увеличится с 53 до 57 км, а отношение $L_2/\rho_{00} \approx 0.24$, что и доказывает меньшую добротность TEM_{00} по сравнению с добротностью TEM_{02} .

4. ПОЛЕ РЕЗОНАТОРОВ

Поскольку экспериментальная диагностика лазеров, работающих в режиме свободной генерации, в основном сводится к регистрации амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) [21], то необходимо оценить требуемую интенсивность излучения в резонаторах на частоте ~ 1 МГц. Для этого следует, прежде всего, определить природу этого излучения. Как указывалось выше, единственный источник искомого тормозного излучения — изменение температуры электронов в электрическом поле, которое описывается выражением [14]

$$\Delta T = \frac{1}{3} \frac{M}{m^2} \frac{e^2 E^2}{v_{ea}^2}, \quad (10)$$

где v_{ea} — частота электрон-атомных столкновений, M — масса тяжелой частицы, атома или молекулы, m — масса электрона, e — заряд электрона, E — напряженность внешнего поля.

Оценка прироста температуры электронов, проведенная на базе этого выражения, при $E = 130$ В/м, что соответствует напряженности поля у земли или у поверхности океана в условиях нормальной погоды [22, 23], дает $\Delta T = 93$ К, что существенно больше энергии кванта требуемого поля, равного 10^{-9} эВ. Однако выражение (10) справедливо лишь при условии $v_{ee} \gg v_{ea}$, где v_{ee} — частота электрон-электронных столкновений, что предполагает автономное формирование температуры электронов.

Вблизи земли это условие при нормальной погоде не выполняется. При переходе к грозовой погоде величина E может нарастать на 2–3 порядка, v_{ea} — падает с высотой, а выражение (10) становится обоснованным. При этом соотношение между указанными частотами можно использовать для определения порога генерации в формирующемся волноводе. Такой порог будем определять условием $v_{ee}/v_{ea} = 1$, а значение транспортной частоты электрон-атомного взаимодействия разделим на $2m/M$. Тогда

$$\frac{v_{ee}}{v_{ea}} = \frac{2\pi e^4}{N_0} \frac{M}{m} \frac{L}{\sigma} \frac{n}{T^2} \exp\left(\frac{h}{H}\right), \quad (11)$$

где T — температура электронной компоненты, L — кулоновский логарифм, N_0 — число Лошмидта, σ — сечение упругого электрон-атомного взаимодействия, $H = 8$ км — приведенная высота.

Оценка согласно (11) дает $v_{ee}/v_{ea} \approx (1.5-2) \times 10^{-8} n \exp(h/H)$. Это предполагает, что на уровне океана при $h = 0$ необходимая пороговая плотность электронов составит $n \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$ и будет убывать с высотой по экспоненте. Такая плотность возможна лишь в предгрозовом периоде, так как естественные источники ионизации атмосферы дают значительно меньшие значения. Кроме того, такая плотность ионизации возможна лишь в локальных областях пространства. Экспериментальная проверка n в предгрозовом периоде является желательной.

Вопрос амплитудной калибровки необходимого поля нижнего резонатора решен близко к нашей задаче в [24], где рассмотрено значение интенсивности поля на частоте 1 МГц, необходимое для проникновения излучения через D и E -слои ионосферы для достижения F -слоя. При этом используется уравнение

$$\frac{E^2}{4\pi} = n_F T_e - n_D T_e, \quad (12)$$

где n_F и n_D — плотности электронов соответствующих слоев ионосферы. При $T_e = 0.3 \text{ эВ}$ из (12) можно получить

$$\frac{cE^2}{4\pi} \approx 2cn_F T_e \approx 10^{-4} \text{ Вт/см}^2, \quad (13)$$

что можно рассматривать как верхнюю границу искомого значения интенсивности излучения нижнего генератора в нашей задаче. Более точное значение этой величины, учитывающее, что прогиб D -слоя составляет около 1.5 км, а также учитывая, что диапазон измерения АЧХ должен быть порядка 10 приведет к ее снижению на один-два порядка, т.е. до 10^{-6} – 10^{-5} Вт/см^2 . Это значение должно быть меньше, чем плотность мощности в фокусе каналов ГГД в [3].

Амплитуду поля пробоя ГГД на высоте около 50 км оценим из [3]. Это значение получается из условия сложения напряженности шести волн в точке фокусировки, т.е.

$$E_0 \frac{v_{ea}}{v_0} \approx 6E. \quad (14)$$

Здесь E — искомая напряженность поля джета, $E_0 = 30 \text{ кВ/см}$ — порог пробоя воздуха на уровне океана, v_{ea} — частота электрон-атомных столкновений на высоте пробоя, v_0 — частота этих столкновений на уровне океана. Отношение этих частот определяется по барометрической формуле, т.е. $v_{ea}/v_0 \approx \exp(-h/H) = 1.9 \times 10^{-3}$, где $h = 50 \text{ км}$ — высота над уровнем океана, $H = 8 \text{ км}$. Выражение (14) предполагает линейную интерполяцию порога пробоя, что допустимо вдали от минимума кривой Пашена. Более подробное рассмотрение

этого вопроса приведено в [8]. Тогда можно получить $E \approx 9.65 \text{ В/см}$. Это значение напряженности поля бегущей волны джета согласно (13) соответствует интенсивности $I = cE^2/4\pi$ и дает значение $I \approx 0.25 \text{ Вт/см}^2$. Таким образом, интенсивность поля джета на четыре порядка превосходит среднюю интенсивность поля генератора, что является дополнительным аргументом в пользу достоверности рассматриваемой модели.

Экстраполяция данной модели на молнию имеет серьезные основания, если допустить, что грозовая атмосфера представляет собой плазму со случайными вкраплениями областей повышенной ионизации. Базой для такого предположения является ореол на ионосфере вокруг каждого пятна резонатора, что может быть только следствием наличия в верхнем резонаторе рассеивающих областей, меньших длины рабочей волны, т.е. меньших 300 м. Поскольку дождя там нет, то единственным источником таких возмущений могут быть вкрапления областей повышенной ионизации.

С другой стороны, имеются результаты по отражению излучения радиолокаторов от грозовых областей [23]. Такие отражения были зафиксированы в диапазоне длин волн от 3 до 50 см, что дает оценку для трех параметров области повышенной ионизации. Дифракционное ограничение предписывает, что размер этой области должен быть не менее, чем на порядок больше длины волны радиолокатора, т.е. от 0.3 до 5 м. Плотность электронов в ней должна быть порядка критической, т.е. от 10^{10} – 10^{12} см^{-3} , а частота поля волновода должна находиться в гигагерцовом диапазоне. При этом дифракционное условие на отражение излучения радиолокатора совпадает с условием применения описания открытого волновода, указанным выше. Искривления же траектории молнии можно связать со случайными вкраплениями ионизованных областей на пути формирования ее плазменного волновода.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, рассмотренные задачи позволяют утверждать, что и в целом выбранная модель всего процесса формирования ГГД является достоверной. Однако дополнительная экспериментальная проверка желательна. Такой проверкой может стать регистрация АЧХ нижнего резонатора. С ее помощью можно не только уточнить основную частоту резонатора, но и определить ее дополнительные частоты, которые для лазеров, работающих в режиме свободной генерации, дают основную информацию о погрешностях резонатора [21]. Вторым желательным экспериментом является измерение плотности электронов в атмосфере в предгрозовом периоде, наконец, тре-

тым экспериментом может стать измерение интенсивности излучения на частоте 1 МГц в предгрозовом периоде.

В [2] указано, что регистрация ГГД происходит на долготе 66.745°W в момент времени 03.25 UT, что соответствует местному времени около 22 ч. Аналогичные расчеты для [3] дают момент события около 2 ч ночи по местному времени. Поскольку *D*-слой ионосферы существует лишь в дневное время, то это означает, что в [2] *D*-слой ионосферы еще существовал, а в [3] его не было, и ионосфера начиналась с *E*-слоя. Это дает ответ на второй вопрос, указанный во введении. Ответ на третий вопрос, т.е. почему наблюдения ГГД имеют место в экваториальных широтах и отсутствуют в умеренных широтах связан с тем, что высота нижней границы стратосферы и соответственно высота верхней границы грозового облака для умеренных широт ниже, чем для экваториальных. Это приводит к тому, что для умеренных широт база верхнего резонатора L_2 увеличивается примерно на 7 км, добротность мод TEM_{02} и TEM_{03} падает, и их генерация становится невозможна.

Четвертый вопрос, т.е. существование в [2] ореола диаметром около 20 км вокруг пятна на ионосфере можно связывать с возмущениями поля объектами, меньшими длины рабочей волны в верхнем резонаторе, как это описывалось выше. Это усложняет взгляд на предгрозовую атмосферу и определяет ее как слабоионизованную плазму со случайными вкраплениями областей повышенной ионизации.

Проведенный анализ на базе НПВМ и теории открытых резонаторов позволил не только объяснить пространственную структуру ГГД, но и сформулировать условия, повышающие вероятность его регистрации.

Для генерации ГГД необходимы

1. Грозовое облако с боковым ответвлением в форме круга диаметром около 50 км.

2. Отсутствие грозовой активности, что обеспечивает малые возмущения поверхностей плазменных зеркал, участвующих в формировании плазменных волноводов.

3. Структура стратосферы экваториального типа, где может быть сформировано оптимальное соотношение между кривизной ионосферного зеркала и базой полусферического резонатора.

4. Как показали работы [2, 3], положение ионосферного зеркала может определяться как положением *D*-слоя в дневное время [2], так и положением *E*-слоя [3] в ночное время, когда *D*-слой распадается.

Повышение вероятности регистрации ГГД позволяет сократить время работы аппаратуры на подготовительном этапе и улучшить временное

разрешение системы регистрации. При этом улучшение временного разрешения необходимо для последующего изучения динамики ГГД в солитонном режиме.

Прямая экстраполяция рассмотренного метода на формирование плазменных волноводов молнии допустима лишь качественно, поскольку формирование плазменных зеркал в нижней части атмосферы, т.е. в нижнем резонаторе носит в значительной степени случайный характер, хотя радиолокационные эксперименты позволяют установить масштабы основных параметров областей электронной плотности. Вот почему для предсказания грозовой активности на высотах пролета гражданских самолетов необходимы исследования АЧХ в грозовом периоде и нахождение связи ее параметров с вероятностью возникновения молнии. Если эта задача будет решена, то можно будет предсказывать вероятность попадания молнии в самолет и соответственно выбирать оптимальный маршрут его пролета.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 17-02-00366).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pasko V.P. // Nature. 2003. V. 423. P. 927.
2. Pasco V.P., Stanley M.A., Mathews J.D., Inan U.S., Wood T.J. // Nature. 2002. V. 416. P. 152.
3. Su H.T., Hsu R.R., Chen A.B., Wang Y.C., Wang W.C., Hsiao W.S., Lal W.C., Lee L.C., Sato M., Fukunishi H. // Nature. 2003. V. 423. P. 974.
4. Pasko V.P. // J. Geophys. Res. 2010. V. 115. P. A00E35, A014860.
5. Rowland H.L. // J. Astroph. Solar-Terrestrial Phys. 1998. V. 60. P. 831.
6. Mishin E.V., Milikh G.M. // Space Sci. Rev. 2008. V. 137. P. 473.
7. Surkov V.V., Hayakawa M. // Ann. Geophys. 2012. V. 30. P. 1185.
8. Петров Н.И., Петрова Г.Н. // ЖТФ. 1999. Т. 69. С. 134.
9. Лагарьков А.Н., Руткевич И.М. Волны электрического пробоя в ограниченной плазме. М.: Наука, 1989.
10. Дьяков А.Ф., Бобров Ю.К., Сорокин А.В., Юргеленас Ю.В. Физические основы электрического пробоя газов. М.: Изд-во МЭИ, 1999.
11. Шелоболин А.В. // Инж. физ. 2014. № 7. С. 35.
12. Agafonov A.V., Bagulya A.V., Dalkarov O.D., Negodaev M.A., Oginov A.V., Rusetskiy A.S., Ryabov V.A., Shpakov K.V. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 115003.
13. Шелоболин А.В. // Физика плазмы. 2003. Т. 29. С. 187.
14. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.

15. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
16. Грач С.М., Сергеев Е.Н., Мишин Е.В., Шиндин А.В. // УФН. 2016. Т. 186. С. 1189.
17. Афанасьев Ю.В., Гамалий Е.Г., Демченко Н.Н., Розанов В.Б. // Тр. ФИАН. 1982. Т. 134. С. 32.
18. Кондратенко А.Н. Плазменные волноводы. М.: Атомиздат, 1976.
19. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979.
20. Микаэлян А.Л., Тер-Микаелян М.Л., Турков Ю.Г. Оптические генераторы на твердом теле. М: Советское радио, 1967.
21. Зверев Г.М., Голяев Ю.Д., Шалаев Е.А., Шокин А.А. Лазеры на алюмоиттриевом гранате. М.: Радио и связь, 1985.
22. Хромов С.П., Мамонтова Л.И. Метеорологический словарь. Л.: Гидрометеиздат, 1974.
23. Чалмерс Дж.А. Атмосферное электричество. Л.: Гидрометеиздат, 1974.
24. Веденов А.А. Задачник по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1981.