

В.М. Климкин, Г.В. Колбычев, П.Д. Колбычева

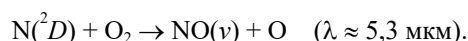
О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ЭФФЕКТА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Предложен метод анализа процессов в верхней атмосфере для выяснения возможности получения в ней лазерных эффектов. Установлено, что, несмотря на наличие инверсной населенности на ряде переходов атмосферных газов, ни для одного из них ни при каких естественных условиях коэффициент усиления излучения не достигает пороговой величины, определяемой дифракционными потерями. Обсуждаются другие перспективы получения лазерных эффектов в верхней атмосфере. Предлагается обратить внимание на нижнюю атмосферу (высоты до 15 – 20 км), и перечисляются основания, делающие возможным достижение ожидаемых эффектов.

Природные активные среды (лазеры) известны науке довольно давно. Это – тела комет и атмосферы Венеры и Марса [1, 2]. В отличие от последних, которые в основном состоят из углекислого газа, атмосфера Земли имеет совершенно иной состав, и CO_2 в ней является лишь малой примесью. Неоднократно предпринимались попытки определить активную компоненту атмосферы, на которой мог бы быть получен лазерный эффект. Считается, что для этой цели более всего подходит верхняя атмосфера, где существуют мощные природные источники возбуждения. В [2] приведены результаты расчетов инверсной населенности на колебательно-вращательных переходах радикала OH в земной атмосфере. Инверсия возникает в химической реакции



Из-за слабой столкновительной релаксации колебательных уровней OH и быстрой вращательной релаксации инверсия возникает лишь на переходах $v, j \rightarrow v - 1; j + 1$ (P -ветвь) – так называемая частичная инверсия. Оказалось, что на высотах 85–90 км инверсия действительно возникает, но ее значение настолько мало, что усиление за один проход на лимбе планеты не превышает $5 \cdot 10^{-5}$, т.е. коэффициент усиления $\alpha \leq 10^{-12} \text{ см}^{-1}$. Аналогичен механизм образования инверсии и на колебательно-вращательных переходах молекулы NO :



Эта реакция наиболее эффективно протекает в полярных сияниях на высотах 105–120 км, но и в этом случае усиление оказывается недостаточным для регистрации этого эффекта. В [3, 4] выполнен расчет населенностей на переходах $^2D-^4S$ в атоме азота и $^1D-^3P$ – кислорода в зоне полярных сияний при накачке потоком выходящих электронов. Инверсия возникает и здесь, но из-за очень низких концентраций активных компонент на высотах ~ 200 км, оптимальных для этого вида накачки, коэффициент усиления не превысил 10^{-22} см^{-1} .

Приведенный обзор показывает, что инверсия населенностей в земной атмосфере вполне возможна и не является исключительно редким явлением. Однако во всех рассмотренных случаях ее величина недостаточна для получения лазерных эффектов. Поиск нужных переходов и условий реализации на них инверсной населенности весьма трудоемок и требует знания обширного массива детальной информации. Такая информация, как правило, отсутствует, и для ее получения требуются дополнительные исследования. Для решения проблемы, на наш взгляд, необходимо сузить поиск путем отсеивания случаев, неспособных привести к ожидаемым положительным результатам. Для этого нужно сформулировать достаточно общие и простые пороговые соотношения и приложить их к конкретным переходам и механизмам накачки в реальных условиях атмосферы. Этой задаче и посвящена настоящая статья.

Пороговые условия для получения лазерного эффекта в верхней атмосфере

Исходя из вышеизложенного, первое и главное условие должно быть связано с пороговой величиной коэффициента усиления излучения на оптическом переходе активных частиц [5]:

$$\alpha = \sigma \Delta N = \frac{\Gamma^3}{8\pi c} \left(\frac{\lambda}{\Delta\lambda} \right) A \Delta N \geq \alpha_{\min}, \quad (1)$$

где α – коэффициент усиления; σ – сечение вынужденного излучения фотона с длиной волны λ ; ΔN – инверсная населенность уровней на оптическом переходе; c – скорость света; A – вероятность спонтанного перехода; α_{\min} – пороговая величина коэффициента усиления.

Из уравнений баланса населенностей уровней на рабочем переходе [5,6] получаем следующее условие для скорости накачки q^* :

$$q^* = [A \Delta N / (1 - A \tau_n)] > A \Delta N, \quad (2)$$

где τ_n – время жизни нижнего лазерного уровня. Отсюда получаем соотношения для стационарной лазерной генерации:

$$q^* > A \Delta N \geq \frac{8\pi c}{\Gamma^3} \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right) \alpha_{\min} \quad (3)$$

и

$$A^{-1} < \tau_n. \quad (4)$$

Они показывают, что пороговые условия понижаются с увеличением длины волны оптического перехода и уменьшением ширины линии излучения. Поэтому $\Delta\lambda$ – это ширина одиночной линии излучения. На величину λ также имеется ограничение, связанное с механизмом возбуждения верхнего и расселения нижнего лазерных уровней. Для подавляющего большинства активных сред эти механизмы являются столкновительными [6], а последние наиболее эффективны при передаче энергии порядка тепловой и менее [7]. Следовательно, для лазерного перехода с энергией кванта $\sim kT_g$ столкновительные процессы являются тушащими, что препятствует получению инверсной населенности. Отсюда получаем предельное значение для длины волны лазерного излучения

$$\lambda_{\max} = hc / (3 kT_g) = 1,6 \cdot 10^{-11} \cdot c / T_g, \quad (5)$$

где h – постоянная Планка. Подчеркнем, что это ограничение аннулируется в случаях, когда столкновительные процессы редки по сравнению с радиационными. По этой причине в межзвездной среде возможна генерация в дальней ИК-области и СВЧ-излучения [1], тогда как в атмосфере – нет.

В верхней атмосфере (высота более 50 км) уширение контура линии определяется доплеровским механизмом [5,8]:

$$\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)_D = \left(\frac{2}{c} \right) \sqrt{\frac{2 \ln RT_g}{\mu}} \approx 7,16 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T_g}{\mu}}, \quad (6)$$

где R – универсальная газовая постоянная; μ – молекулярный вес воздуха, равный 29. Определим пороговую величину коэффициента α_{\min} в (3), начиная с которой, в принципе, эффект усиления может быть зарегистрирован. Она, очевидно, равна минимальным потерям излучения в резонаторе, устранить которые невозможно. Таковыми являются дифракционные потери [5, 6], и тогда

$$\alpha_{\min} = \lambda / r^2, \quad (7)$$

где r – радиус зеркала резонатора. Отсюда, в частности, получаем, что при $r = 0,5$ м и $\lambda \sim 1$ мкм $\alpha_{\min} = 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ и, следовательно, в приведенных во введении примерах усиление действительно не может быть зарегистрировано. С (6) и (7) соотношение (3) приобретает вид

$$q^* > 10^{-5} (c \sqrt{T_g}) / (3r^2 \lambda^2), \quad (8)$$

а с учетом (5)

$$q^*_{\min} \geq 1,3 \cdot 10^{16} T^{5/2} / (c r^2), \quad (9)$$

или в практических единицах ($q^* - \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, $\lambda - \text{мкм}$), приняв для определенности $r = 0,5 \text{ м}$ и $T_g = 225 \text{ К}$,

$$q^* > 6 \cdot 10^{10} / \lambda^2 \quad (8a)$$

и

$$q_{\min}^* \geq 1,3 \cdot 10^8, (\text{см}^3 \cdot \text{с})^{-1}. \quad (9a)$$

Подставляя в (8) и (9) значения q^* , получим пороговые соотношения для концентраций активных частиц при конкретных механизмах накачки. Распределение основных компонент верхней атмосферы с ростом высоты приведено на рис. 1 [9, 10]. Зная состав атмосферы, можно оценить достаточность того или иного механизма и канала накачки для получения лазерного эффекта.

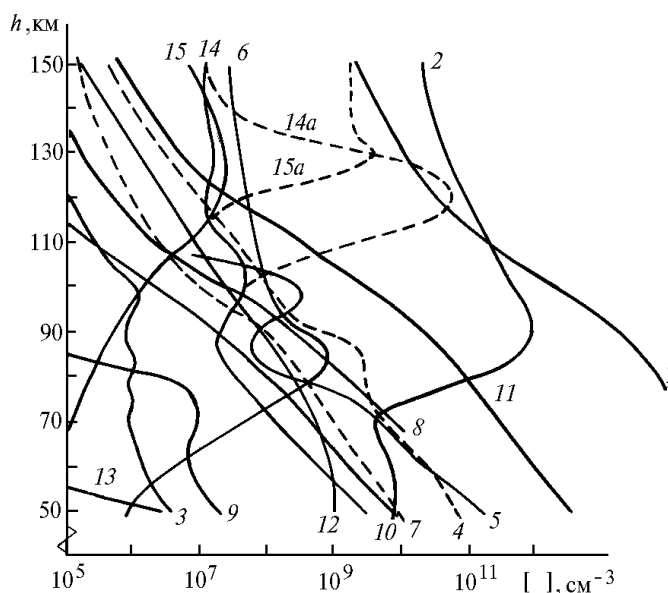


Рис. 1. Содержание основных газовых компонент в верхней атмосфере Земли и их распределение с ростом высоты [9]: 1 - O₂; 2 - O(³P); 3 - O₂(¹Σ_g⁺); 4 - O₂(¹Δ_g); 5 - O₃; 6 - H; 7 - H₂; 8 - H₂O; 9 - OH; 10 - CH₄; 11 - CO₂; 12 - CO; 13 - N₂O; 14 - NO; 15 - N(⁴S). 14a и 15a - NO и N(⁴S), соответственно, в полярном сиянии 11-го класса в электрических полях E_{//} = 3 · 10⁻³ В/м [10]

Анализ каналов возбуждения в верхней атмосфере

В верхней атмосфере имеются три мощных источника накачки: солнечная радиация, потоки высыпавшихся частиц и ИК-излучение атмосферы. Последний, вообще говоря, не является независимым, определяется двумя первыми и выделен нами только для удобства анализа благодаря имеющейся о нем информации.

Сначала оценим действие солнечной радиации. На рис. 2 приведено спектральное распределение плотности потока квантов солнечной радиации вне атмосферы [11]. При изменениях солнечной активности интенсивность его радиации меняется лишь в дальнем УФ-крыле ($\lambda_0 < 0,1 \text{ мкм}$), оставляя неизменным прописанный на рис. 2 участок спектра. В ИК-диапазоне на солнечную радиацию накладывается излучение атмосферы, которое сильно зависит от солнечной активности и геомагнитных возмущений [9–12]. Основные компоненты (N₂ и O₂) весьма заметно поглощают излучение с $\lambda_0 \leq 200 \text{ нм}$ и крайне слабо – в видимом и ИК-диапазонах. От ближнего УФ до ближнего ИК (до $\lambda_0 \leq 1,18 \text{ мкм}$) солнечную радиацию поглощает озон. Здесь же находятся и простираются в дальний диапазон ИК полосы H₂O (наиболее интенсивна полоса с центром на 6,25 мкм, а затем – с центром на 2,66 мкм). В ближнем ИК сильные полосы имеют все малые молекулярные компоненты атмосферы. Основной результат поглощения солнечной радиации в УФ и видимой части спектра – диссоциация атмосферных газов (подробней см. ниже), и лишь в ИК-области – возбуждение их колебательно-вращательных состояний [8, 9, 12, 13].

Скорость оптической накачки в полосе $\Delta\lambda_0$ с центром на λ_0 равна

$$q_v^* = \sigma_0 N_0 Q_v \Delta\lambda_0, \quad (10)$$

где Q_v , σ_0 , A_0 – спектральная плотность потока фотонов, сечение и вероятность поглощения фотона с длиной волны λ_0 соответственно. Распределения Q_v на разных высотах различны, однако для наших целей достаточно знания распределения Q_v вне атмосферы (см. рис. 2). Из (10) и (3) получаем минимальное значение коэффициента поглощения активной компонентой атмосферы излучения накачки, необходимое для получения лазерного эффекта, $\chi_{\text{пор}}$:

$$\chi_{\text{пор}} = \sigma_0 N_0 \geq \frac{8\pi c}{r^2 \lambda^2 Q_v \Delta\lambda_0} \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right)_D. \quad (11)$$

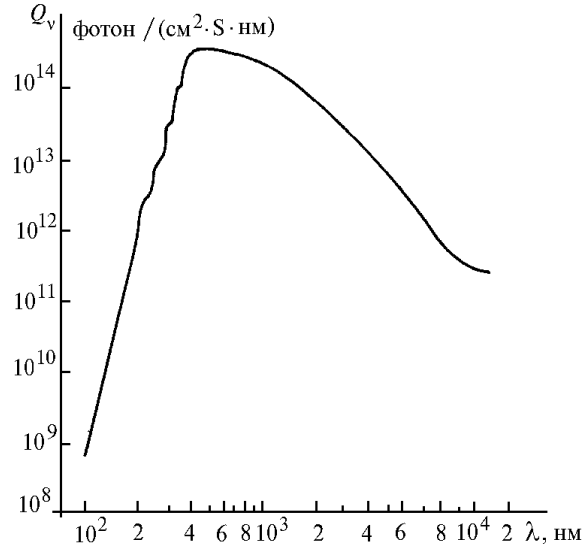


Рис. 2. Спектральное распределение плотности потока квантов солнечной радиации вне атмосферы Земли

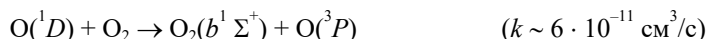
Из распределения Q_v и известного характера поглощения компонентами атмосферного газа солнечной радиации в различных участках спектра [8, 9, 12] следует, что $\chi_{\text{пор}}$ минимально в ближней ИК-области ($\sim 2\text{--}6$ мкм). Оценки на основе (6)–(9), (11) и рис. 2 дают $\chi_{\text{пор}} \sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ (это очень большая величина). Очевидно, что солнечная радиация, распространяясь в глубь атмосферы с монотонно повышающимся χ , до высоты с поглощением $\chi_{\text{пор}}$ просто не дойдет и, следовательно, не обеспечит требуемый уровень накачки.

Теперь рассмотрим ИК-излучение атмосферы. Здесь наблюдаются интенсивные полосы NO (5,3 мкм), CO₂ (15 и 4,3 мкм), CO (4,7 мкм), O (63 мкм), OH (2,8 мкм) и O₃ (9,6 и 14,8 мкм) [10, 12]. Наиболее интенсивным является излучение в полосе 5,3 мкм молекулы NO, возникающее в зоне полярных сияний на высотах $\sim 120\text{--}140$ км. Во время сильных геомагнитных бурь зарегистрированы потоки этого излучения до ~ 100 эрг/(см²·с) [10]. Если положить, что этот поток сосредоточен лишь в 10 доплеровски уширенных линиях, получаем для $\chi_{\text{пор}}$ следующую оценку: $\sim 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$. Следовательно, пороговая плотность накачки может иметь место только внутри излучающей зоны. Единственной сильно поглощающей компонентой атмосферы этого излучения является сама молекула NO (колебательный переход $0 \rightarrow 1$ с $A_0 = 12 \text{ с}^{-1}$). Тогда из (11) получаем $N_{\text{min}} \geq 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, что близко к предельно возможным оценкам, сделанным в [10] для случая сильных электрических полей в зоне выпадения электронов ($2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$). Если учесть, что в настоящей работе оценки явно мягкие и для остальных компонент атмосферы ситуация аналогична NO, то можно сделать вывод, что накачка ИК-излучением атмосферы также не достигает необходимого уровня.

Помимо прямого оптического возбуждения, поглощение солнечной радиации в видимой и УФ-областях приводит к появлению свободных радикалов в основном состоянии и следующих возбужденных частиц:

молекулярного кислорода в состояниях $B^3\Sigma_u$, $A^3\Sigma_u^+$, $a^1\Delta_g$, $b^1\Sigma_g^+$,
атомарного кислорода в состояниях 1D и 1S .

Однако $O(^1D)$ тушится практически в каждом столкновении с N_2 и O_2 , а $b^1\Sigma_g^+$, появляющаяся в реакции тушения $O(^1D)$ кислородом, –



– и кислорода с озоном



Следовательно, энергия возбуждения $O(^1D)$ расходуется главным образом на диссоциацию озона. Возбуждение $A^3\Sigma_u^+$ -состояний происходит с крайне низкой скоростью из-за малого сечения поглощения излучения в полосе Герцберга ($\sigma_0 \leq 10^{-23} \text{ см}^2$) [12]. Довольно высокая концентрация $O_2(a^1\Delta_g)$ (см. рис. 1) и слабое его тушение основными компонентами атмосферных газов [8] позволяют предполагать, что эта молекула может быть хорошим резервуаром энергии для накачки активных частиц. Но для этого необходимо, чтобы скорость его образования удовлетворяла условию (3) и (8). Основным поставщиком $O_2(^1\Delta_g)$ – диссоциация озона при поглощении солнечной радиации в полосе Хартли (200 – 320 нм) [8]. Интенсивность солнечной радиации в этом диапазоне $\sim 6 \cdot 10^{15}$ квантов/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$), а среднее сечение поглощения излучения в полосе Хартли – $\sim 2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ [8, 12]. Принимая концентрацию озона максимальной по рис. 1, получаем $q_v^* \sim 1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}/\text{с}$. Такая скорость накачки, согласно формуле (8), недостаточна для возбуждения лазера. Аналогичная процедура и с тем же результатом может быть применена и к $O_2(B^3\Sigma_u)$, который образуется при поглощении солнечного излучения в полосе Шумана–Рунге.

Таким образом, сделанные выше оценки показали, что ни солнечная радиация, ни ИК-излучение атмосферы не способны дать лазерный эффект в естественных условиях.

Теперь рассмотрим воздействие на атмосферу потока высыпавшихся электронов. Здесь возможны три канала: а) возбуждение и ионизация непосредственно потоком высыпавшихся электронов; б) рекомбинационная накачка; в) возбуждение электронами в сильных электрических полях в авральной зоне.

Возбуждение потоком высыпавшихся электронов можно оценить через скорость ионизации – величину, измеряемую экспериментально и приводимую в специальной литературе. Так, скорость ионообразования в дуге полярного сияния достигает $\sim 2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}/\text{с}$ [9,10]. Кинетическая энергия освобождающихся в акте ионизации электронов в среднем равна 14 эВ [10], т.е. вполне достаточна для возбуждения высоколежащих электронных состояний атмосферных газов. Полагая с запасом, что скорость возбуждения такими электронами на порядок больше скорости ионообразования, и подставляя полученное значение q_e^* в (3) и (11), получаем, с учетом (5), что поток высыпавшихся электронов не обеспечивает требуемый уровень накачки.

Рекомбинационный поток достигает своего максимума в восстановительную фазу суббури на высотах ~ 120 км, где $q_{\text{рек}}$ составляет $\sim (2 - 3) \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}/\text{с}$. Подставив $q_{\text{рек}}$ в (11) и (3), получаем соотношение: $\lambda^2 \geq (3 - 2) \cdot 10^3 \text{ мкм}$, т.е. $\lambda \geq 45 \text{ мкм}$. При этом разница энергий верхнего и нижнего рабочих уровней $\Delta E \leq 320 \text{ К}$. Но на высотах 120 км и выше температура газа превышает 400–500 К [9, 12], и тогда, согласно (5), инверсия невозможна. Следовательно, механизм рекомбинации также должен быть исключен из дальнейшего рассмотрения.

Плотность потока накачки разогретыми электронами определяется соотношением

$$q_e^* = \langle \sigma_e v_e \rangle n N_0 \equiv k_e^* N_0, \quad (12)$$

где σ_e – сечение возбуждения частицы газа электронным ударом из основного состояния; v_e – скорость электрона; n и N_0 – концентрации электронов и частиц газа соответственно. Усреднение проведено по распределению электронов по скоростям. Так как $\langle \sigma_e v_e \rangle \leq (10^{-7} - 10^{-9}) \exp(-\Delta E/kT_e)$, $\text{см}^3/\text{с}$ (где ΔE – энергия возбуждения верхнего уровня частицы газа; T_e – температура электронов), $n \leq 10^5 \text{ см}^{-3}$ (на высотах ~ 100 км) и 10^6 см^{-3} (на высотах ~ 150 км) [9, 10], следовательно $k_e^* \sim (10^{-3} - 10^{-2}) \exp(-\Delta E/kT_e) \cdot \text{см}^3/\text{с}$. Подставляя это значение в формулы (12) и (8), получаем (при $r = 0,5 \text{ м}$, $T_g \sim 500 \text{ К}$):

$$N_0 > 9 \cdot 10^{12} (1 - 10) \exp(\Delta E/kT_e) / \lambda^2. \quad (13)$$

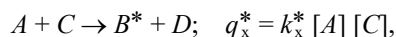
Поскольку концентрация электронов на высотах ниже 90 км быстро уменьшается до $\sim 10^3 \text{ см}^{-3}$, то полученное соотношение означает, что следует рассматривать лишь основные компоненты атмосферы на высотах от 100 до 150 км: N_2 , O и O_2 , NO , CO_2 , из которых лишь

две последние перспективны для получения лазерной генерации в реальных условиях. Очевидно, что наиболее благоприятны условия в областях, где имеются электрические поля, а именно – в авроральной зоне. Во время полярных сияний поля здесь обеспечивают разогрев электронов до ~ 4000 К [10]. Тем не менее, сравнивая условие (13) с предельно возможными концентрациями CO_2 и NO , получаем, что их явно недостаточно для (13).

Колебательно-возбужденный азот $\text{N}_2(v)$, концентрация которого в авроральной дуге достигает $\sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$ [9, 10, 12], может служить резервуаром, из которого запасенная энергия возбуждения будет передаваться в процессе столкновений активным частицам (CO_2 или NO). Применительно к CO_2 – это известные переходы $00^0_1 \rightarrow 10^0_0$ с $\lambda = 10,6$ мкм и $00^0_1 \rightarrow 02^0_0$ с $\lambda = 9,6$ мкм [6]. Константа скорости передачи возбуждения от $\text{N}_2(1)$ к CO_2 , $k_k^* \sim 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$ [7, 10], и тогда скорость накачки $q_k^* = k_k^* [\text{N}_2(v)] \cdot [\text{CO}_2] \sim 10^7 \text{ см}^3/\text{с}$, что значительно ниже необходимого уровня для получения лазерного эффекта (8). Что касается NO , то из-за большой разницы в энергии колебательных квантов с N_2 , $k_k^* \sim 10^{-13} - 10^{-14} \text{ см}^3/\text{с}$ [7, 10], и условие (8) также не достигается.

Итак, оценки показали, что и потоки высыпающихся электронов тоже не дают лазерного эффекта в атмосфере.

Наконец, рассмотрим вопрос о том, какие возможности появляются в связи с образованием в атмосфере значительного количества свободных радикалов. Известно, что химические реакции между ними протекают обычно без энергии активации и поэтому могут иметь скорости, сравнимые с газокинетическими [7]. Они могут служить источниками накачки:



где $k_x \sim 10^{-10} - 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$. Заметим, что B и C не могут быть оба свободными атомами, так как химическая реакция между последними возможна лишь в присутствии третьей частицы. Но тройные столкновения в разреженной верхней атмосфере редки ($k_x \sim 10^{-31} - 10^{-33} \text{ см}^6/\text{с}$), и поэтому наличие продукта D обязательно. Таким образом, для накачки пригодны лишь реакции замещения. Тогда, при максимальной константе скорости химической реакции $\sim 10^{10} \text{ см}^3/\text{с}$ и $r = 0,5$ м, $T_g = 225$ К, условие (8) для данного случая принимает вид

$$[B] [C] \geq 6 \cdot 10^{20} / \lambda^2. \quad (14)$$

Видим, что для химической накачки требования чрезвычайно жесткие и не могут быть удовлетворены в естественных условиях верхней атмосферы.

Итак, проведенный здесь анализ показал, что в верхней атмосфере, несмотря на наличие здесь мощных источников накачки, ожидать появления лазерного эффекта не приходится. Это заключение справедливо и для средней атмосферы (высоты 20 – 60 км).

Перспективы получения лазерного эффекта в атмосфере

Поставленная цель может быть достигнута при инъекции в верхнюю и среднюю атмосферу посторонних газов путем выброса продуктов сгорания ракетного топлива или из специального баллона с выбранным газом, а также при атомных взрывах в атмосфере. Естественная накачка может быть дополнена направленной передачей энергии с Земли или космических станций, а также высыпанием электронных потоков из радиационных поясов.

На наш взгляд, дальнейшие поиски следует сосредоточить на нижней атмосфере (высота до 15–20 км). Ее перспективность вытекает из наличия в ней двух групп весьма существенных факторов: а) разнообразия и богатства ее компонентного состава; б) новых потенциальных источников накачки. Оба этих фактора имеют как природные, так и техногенные источники. Испарение с поверхности океанов и рек, выветривание почвы, действие вулканов и утечка газов из подземных и подводных источников – эти глобальные процессы насыщают нижнюю атмосферу галогено-, серо- и металлосодержащими соединениями, а солнечная радиация и атмосферное электричество возбуждают и разлагают их и их компоненты.

Весьма существенный вклад в обогащение атмосферы различными соединениями вносит деятельность человека. Особую роль здесь играют катастрофы типа крупномасштабных лесных пожаров, аварий на химических производствах и ядерных объектах, а также транспорте и трубопроводах. Анализ этих явлений выходит за рамки настоящей работы. Здесь лишь очень кратко остановимся на таком интересном предмете, как атмосферное электричество, и на его воздействии на атмосферные газы.

Типичным проявлением атмосферного электричества является грозовой разряд (молния). В предразрядной стадии атмосферный аэрозоль в электрическом поле создает обширные области однородного по объему коронного разряда. Короной в виде столба диаметром 1–5 м сопровождается и распространение ступенчатого лидера. Следующий за ступенчатым лидером возвратный удар пропускает ток 10–100 кА в канале диаметром ~ 5 см и за единицы микросекунд нагревает разрядную плазму ($n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$) до температур $\sim (24\text{--}30) \cdot 10^3 \text{ К}$. Энергия излучения плазменного канала в диапазоне 400–1100 нм составляет $\sim 870 \text{ Дж/м}$ и более при пиковой мощности $\sim 6 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}$ [14]. Таким образом, грозовой разряд является мощным генератором электронной, оптической, рекомбинационной и плазмохимической накачки.

1. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Физика межзвездной среды. М.: Наука, 1979. 339 с.
2. Гордиец Б. Ф., Панченко В. Я. // УФН. 1986. Т. 149. Вып. 3. С. 551–576.
3. Курилов В. А., Ферберг Б. А. // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. 1975. Вып. 36. С. 144.
4. Моисеева Л. В. // Геомагнетизм и аэронаука. 1974. Т. XIV. № 5. С. 533–536.
5. Звелто О. Принципы лазеров. М.: Мир, 1984. 400 с.
6. Тарасов Л. В. Физика процессов в генераторах когерентного оптического излучения. М.: Радио и связь, 1981. 440 с.
7. Кондратьев В. Н., Никитин Е. Е. Кинетика и механизм газофазных реакций. М.: Наука, 1975. 559 с.
8. Окабе Х. Фотохимия малых молекул. М.: Мир, 1981. 504 с.
9. Гинзбург Э. И., Задорожный А. М. Модели нижней ионосферы. М., 1981. 271 с. Деп. в ВИНТИ, 1981. № 1935–81.
10. Гордиец Б. Ф., Марков М. Н., Шелепин Л. А. // Труды ФИАН. 1978. Т. 105. С. 7–71.
11. Справочник по лазерам. М.: Сов. радио, 1978. Т. 2. 400 с.
12. Атмосфера: Справочник. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 509 с.
13. Зуев В. Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. М.: Радио и связь, 1981. 288 с.
14. Юман М. Молния. М.: Мир, 1972. 327 с.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
10 июня 1997 г.

V. M. Klimkin, G. V. Kolbychev, P. D. Kolbycheva. **About Possibility of the Laser Effect Obtaining in the Earth Atmosphere.**

The method for analysis of the processes in the top atmosphere associated with a possibility to obtain laser effects in it is proposed in the paper. It is found, that despite the presence of inverse population in some transitions of atmospheric gases, the radiation amplification fails to reach the threshold magnitude, determined by the diffraction losses, in none of them under any natural conditions. Other prospects of the laser effects obtaining in the top atmosphere are discussed. It is proposed to pay attention to the low atmosphere (up to 15–20 km), where the laser effects could be possible under particular conditions.