

01;04;07;09

©1992 г.

ЭФФЕКТИВНОСТИ РАДИОМОДУЛЯЦИИ МАНДЕЛЬШТАМ-БРИЛЛЮЭНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ИОНИЗИРОВАННЫХ ГАЗАХ

К.А.Боярчук, Г.А.Ляхов, Ю.П.Севурко

Развита теория радиооптического метода измерения степени ионизации больших объемов газа, основанного на внешней радиомодуляции акустической волны, возбуждаемой в среде интенсивной многоволновой оптической накачкой. Показано, что при использовании гетеродинной схемы приема оптического сигнала метод делает доступным измерение степени ионизации вплоть до характерных для нижних слоев атмосферы фоновых значений.

Введение

Предлагаемый акусторадиооптический метод обращен приложениями, во-первых, к исследованию процессов ионной кинетики газов и жидкостей (сольватация ионов на примесях или газовых пузырьках, образование комплексов из молекул воды с конечными временами жизни, перенос заряда по нестационарным цепочкам водородных связей). Для биосуспензий модификация метода приложима к исследованию механизмов связи между переносом ионов через мембраны и поглощением электромагнитного излучения (в диапазоне длин волн $10^{-2} - 1$ см), механизмов акустического отклика клеток на электромагнитное и химическое воздействие [1].

Метод имеет, во-вторых, натурные приложения, например в задаче непрерывного измерения степени ионизации больших объемов газа для контроля радиоактивного загрязнения нижних слоев атмосферы и поверхности Земли [2]. Возможности известных методов контроля здесь ограничены; основной из них, γ -картографирование, обладает низкой чувствительностью и низким пространственным разрешением и не разделяет, например, вклада радиоактивных аэрозолей и источников на поверхности Земли. Более того, для экологических целей измерения только уровня γ -фона недостаточны, так как необратимые изменения в живых клетках связаны с ионизацией образующих их молекул, вызываемых и другими причинами: α - и β -источниками, отходами химических производств, фотохимическими реакциями под действием солнечного излучения.

Величина сигнала, обрабатываемого в предлагаемом комплексном методе, определяется именно уровнем ионизации в слое газа. Ниже оценена чувствительность метода в двух его вариантах, обсуждены подходы к разработке его лабораторных моделей.

1. Чувствительность радио-, акусто- и оптолокационных методов мониторинга областей с повышенным уровнем ионизации

Дистанционное определение концентрации заряженных частиц в атмосфере требует использования методов, включающих внешнее воздействие, так как возможности прямых измерений градиентов электростатического поля в натурном варианте неясны.

В радиолокационном методе наблюдаемым откликом на внешнее воздействие служит излучение зарядов, движущихся под действием зондирующей электромагнитной волны $\mathbf{E} = (1/2)\mathbf{E}_m \exp\{i\omega t - i\mathbf{k}\mathbf{r}\} + \text{к.с.}$ В этом случае скорость \mathbf{v} движения заряда q с массой m определяется в пренебрежении магнитной составляющей силы Лоренца уравнением [3]

$$\mathbf{v}_t + \nu \mathbf{v} = q\mathbf{E}/m, \quad (2.1)$$

где ν — обратное время между столкновениями молекул в газе.

В газе справедлива оценка [4] $\nu \simeq r_0^2 n_0 \langle v \rangle$, где n_0 — концентрация, r_0 — характерный радиус, $\langle v \rangle \simeq (k_B T/m)^{1/2}$ — тепловая скорость теплового движения молекул. При нормальных условиях ($n \simeq 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $m \simeq 10^{-23} \text{ г}$, $T \simeq 10^2 \text{ К}$) $r_0 \simeq 10^{-8} \text{ см}$ и $\nu \simeq 10^7 \text{ с}^{-1}$, поэтому движение ионов можно считать свободным для частот $f \geq 10 \text{ МГц}$. Напряженность дипольного излучения ионов в дальней зоне равна [3] $E_d = (q^2/mc^2)[\mathbf{n}[\mathbf{n}\mathbf{E}]]/R$, где R — расстояние до точки приема, $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$. Учитывая некогерентность излучения отдельных зарядов, обусловленную хаотичностью их распределения, и считая, что зондируемая область представляет собой цилиндр площадью S и длиной L , получаем, что отношение мощности dP , излучаемой в телесный угол do , $dP = (cE^2/4\pi)R^2 do$ к мощности $P = (cE^2/4\pi)S$ зондирующего пучка равно

$$dP/P = nL(q^2/mc^2)^2 do, \quad (2.2)$$

где n — концентрация ионов.

Минимально обнаружимая концентрация ионов n_{\min} не зависит (в указанном диапазоне) от частоты зондирования и определяется чувствительностью P_{\min} системы регистрации и диаметром D приемной апертуры

$$n_{\min} = \left(P_{\min} / PLr_e^2 \right) (R/D)^2, \quad (2.3)$$

где $r_e = q^2/mc^2$ — томпсоновский радиус заряженной частицы.

Для $L = R = 1 \text{ км}$, $D = 1 \text{ м}$ имеем из (2.3) $n_{\min} \simeq 10^{37}(P_{\min}/P) [\text{см}^{-3}]$ и при $P_{\min} \simeq 10^{-20} \text{ Вт}$, $P \simeq 10^4 \text{ Вт}$ величина $n_{\min} \simeq 10^4 \text{ см}^{-3}$, т.е. радиозондирование ионов неэффективно, если речь идет о концентрациях, близких к фоновым ($n \approx 10^3 - 10^5 \text{ см}^{-3}$).

При распространении акустической волны на частоте Ω скорость движения частиц в среде тоже изменяется по гармоническому закону, поэтому ионы излучают электромагнитные волны на этой частоте, причем

интенсивность излучения пропорциональна n . Однако коэффициент затухания α звуковых волн в газах $\alpha \sim f^2$, что ограничивает диапазон частот сверху: при $f \simeq 30$ кГц в приземном слое атмосферы $\alpha \simeq 10^{-4} - 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ звуковые волны затухают на расстоянии $R \approx 10$ м и их нельзя использовать как носитель информации. С другой стороны, при $f \geq 30$ кГц длина излучаемых электромагнитных волн $\Lambda = c/f \simeq 10$ км и детектировать их (в ближней зоне излучения) технически трудно.

Ослабление этих ограничений возможно в комбинированном методе оптического возбуждения гиперзвуковых волн в исследуемой среде (манделштам-бриллюэновское (МБ) рассеяние света [5]).

Если в однородной среде распространяется пара световых волн

$$\mathbf{E} = (1/2) [\mathbf{E}_p \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_p \mathbf{r}) + \mathbf{E}_s \exp(i(\omega - \Omega)t - i\mathbf{k}_s \mathbf{r})] + \text{к.с.}, \quad (2.4)$$

где $\Omega \ll \omega$, $|\mathbf{k}_p| \simeq |\mathbf{k}_s| = k = \omega/c$, изменения \mathbf{v} и плотности среды ρ определяются уравнениями непрерывности и баланса импульса (Навье-Стокса) [5]

$$\rho_t + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (2.5)$$

$$\rho(\mathbf{v}_t + (\nabla \nabla) \mathbf{v}) = -\nabla p + \gamma \nabla^2 \mathbf{v} - (\rho \partial \varepsilon / \partial \rho) \nabla(E^2/8\pi). \quad (2.6)$$

Здесь p — давление, ε — диэлектрическая проницаемость, $\gamma = (4/3)\eta + \zeta + \kappa(c_v^{-1} + c_p^{-1})$, η и ζ — сдвиговая и объемная вязкости, κ — теплопроводность, c_v и c_p — изохорическая и изобарическая теплоемкости.

Из-за действия объемной силы (последнее слагаемое в (2.6)) при интерференции световых волн (2.4) в среде возникает бегущая решетка плотности, амплитуда которой пропорциональна $(\mathbf{E}_p \mathbf{E}_s^*) \times \exp\{i\Omega t - i(\mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s) \mathbf{r}\}$, т.е. возбуждается гиперзвуковая волна частоты Ω с волновым вектором $\mathbf{q} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s$.

Линеаризуя (2.5), (2.6) по \mathbf{v} и ρ' ($\rho' = \rho - \rho_0$ — малое отклонение плотности от равновесного значения ρ_0) и учитывая, что $p = \rho' u^2$ (u — скорость звука) в геометрии, где $\mathbf{k}_{p,s} = k\{\pm \sin(\theta/2), 0, \cos(\theta/2), 0\}$, $\mathbf{v} = \{v, 0, 0\}$, $q = |\mathbf{q}| = 2k \sin(\theta/2)$ получаем

$$v_{tt} - u^2 v_{xx} - (\gamma/\rho_0) v_{xxt} = -\Omega q (\partial \varepsilon / \partial \rho) (\mathbf{E}_p \mathbf{E}_s^* / 8\pi) \exp\{i\Omega t - iqx\} + \text{к.с.} \quad (2.7)$$

Отсюда амплитуда колебательной скорости $v = v_0 \exp\{i\Omega t\} + \text{к.с.}$ на частоте $\Omega = qu$ равна

$$v_0 = i \left[(\varepsilon - 1) / 2k\gamma \sin(\theta/2) \right] (\mathbf{E}_p \mathbf{E}_s^* / 8\pi). \quad (2.8)$$

Здесь учтено, что для газа $\rho_0 \partial \varepsilon / \partial \rho = \varepsilon - 1$. Для световой волны с $\lambda = 2\pi/k = 0.5$ мкм частота гиперзвука в воздухе ($u = 330$ м/с) лежит в гигагерцовом диапазоне и определяется геометрией задачи, $f = \Omega/2\pi = 1.32 \cdot 10^9 \sin(\theta/2) \text{ с}^{-1}$. Удобней для реализации случай небольших углов, при этом можно размещать источники волн E_p и E_s на одном носителе и осуществлять прием в направлении максимума диаграммы направленности. Принимаемую мощность P_Ω СВЧ излучения на частоте Ω находим из (2.8) аналогично (2.2), используя определение мощности

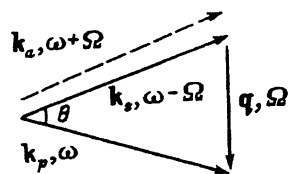


Рис. 1. Геометрия волнового взаимодействия в КАРС схеме с СВЧ модуляцией.

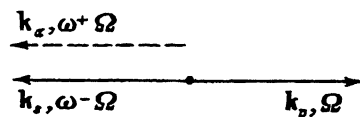


Рис. 2. Геометрия схемы радиомодуляции ВРМБ.

световой волны $P = cE^2 a^2 / 8$ (a — радиус лазерного пучка) и оценивая объем исследуемой области как $V = a^3 / \sin \theta$,

$$P_{\Omega} = \left[nq^2(\varepsilon - 1)^2 u^2 / 4\pi c^5 \gamma^2 a \sin \theta \right] (D/R)^2 P_p P_s. \quad (2.9)$$

Оценка (2.9) для типичных условий $P_p = P_s = 10^8$ Вт, $a = 1$ см, $\sin \theta = 0.2$, $\varepsilon - 1 = 10^{-3}$, $\gamma = 2 \cdot 10^{-4}$ г/см · с дает

$$P_{\Omega} [\text{Вт}] \simeq 10^{-39} (D/R)^2 n. \quad (2.10)$$

Оценка (2.10) показывает, что при разумных условиях приема ($D = 1$ м и $R = 100$ м) ионы с концентрацией порядка фоновой ($n \simeq 10^4$ см $^{-3}$) необнаружимы: мощность P_{Ω} слишком мала.

2. Параметрическое усиление мандельштам–бриллюэновского рассеяния в радиочастотном поле

Эффективность схемы с оптическим возбуждением гиперзвука можно повысить, если, во-первых, использовать радиосигнал на частоте Ω и, во-вторых, перейти к регистрации оптического сигнала вынужденного МБ рассеяния (ВРМБ). Когерентность ВРМБ при этом позволяет использовать гетеродинный оптический прием, увеличивающий на несколько порядков отношение сигнал/шум.

Первый предлагаемый вариант такого радиооптического мониторинга заряженных частиц в атмосфере основан на схеме когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС) [6,7]: два лазерных пучка (2.4) с частотами ω и $\omega - \Omega$ пересекаются под углом θ , а возникающую гиперзвуковую волну с частотой $\Omega = 2ku \sin(\theta/2)$ модулирует еще одна заданная СВЧ волна на частоте 2Ω . При наличии в среде зарядов модулированная гиперзвуковая волна имеет две встречные компоненты, поэтому рассеяние оптической накачки (частота ω) на гиперзвуке дает две антистоксовые компоненты (частота $\omega + \Omega$) (рис. 1). Существенно, что коллинеарная с волной накачки на частоте $\omega - \Omega$ компонента рассеяния не возбуждается в нейтральной среде, поэтому она непосредственно характеризует степень ионизации исследуемого объема.

Использованные для описания оптической генерации гиперзвука уравнения (2.5, 6) нуждаются в дополнениях. Это еще однообъемная сила, $\mathbf{F}_e = q(n_+ - n_-)\mathbf{E}$, где n_{\pm} — концентрации разноименных ионов в уравнении Навье–Стокса, закон сохранения заряда

$$q(n_+ - n_-)_t + q\nabla(n_+ \mathbf{v}_+ - n_- \mathbf{v}_-) = 0 \quad (3.1)$$

и уравнения Ньютона для скоростей движения зарядов v_{\pm} [7]

$$m_{\pm}(v_{\pm})_t + a_{\pm}v_{\pm} = -m_{\pm}v_t, \quad (3.2)$$

a_{\pm} , m_{\pm} — коэффициенты трения и массы ионов.

Заданное электромагнитное поле, действующее на исследуемый объем, включает в дополнение к (2.4) СВЧ компоненту $(1/2)\mathbf{E}_m \exp(2i\Omega t - i\mathbf{K}r) + \text{к.с.}$, $\mathbf{E}_m = \{E_m, 0, 0\}$, $\mathbf{K} = \{0, K, 0\}$. Волновой вектор $K = 2\Omega/c \ll k$, поэтому пространственную модуляцию волны \mathbf{E}_m можно не учитывать.

Предполагаем, что концентрация $n \ll n_0$, и отыскиваем решение модифицированной системы (2.5), (2.6) в линейном приближении по \mathbf{E}_m . При $E_m = 0$, $n_+ = n_- = 0$ амплитуда колебательной скорости $\mathbf{v} = \{v_0, 0, 0\} \exp\{i\Omega t - 2ikx \sin(\theta/2)\} + \text{к.с.}$, $\Omega = 2ku \sin(\theta/2)$ отлична от нуля в области пересечения световых пучков и определяется в (2.8). Амплитуды скоростей относительного движения зарядов $\mathbf{v}_{\pm} = \{v_{\pm}, 0, 0\} \exp\{i\Omega t - 2ikx \sin(\theta/2)\} + \text{к.с.}$ равны $v_{\pm} = -i\Omega v / (i\Omega + \nu_{\pm})$; параметры $\nu_{\pm} = a_{\pm}/m_{\pm}$ задают фазовый сдвиг колебаний ионов относительно колебаний плотности среды. В линейном приближении по v_0 из (3.2) следует, что амплитуда колебаний плотности заряда $n_+ - n_- = \Delta n \exp\{i\Omega t - 2ikx \sin(\theta/2)\} + \text{к.с.}$ равна

$$\Delta n = i\Omega(v_0/u)n / [(i\Omega + \nu_-)^{-1} - (i\Omega + \nu_+)^{-1}]. \quad (3.3)$$

Подстановка (3.3) в дополнительное уравнение (2.6) дает при использовании (2.5), (2.7), (2.8) амплитуду гиперзвуковой волны $\rho(\Omega) = \rho_{\Omega} \exp(i\Omega t - 2ikx \sin(\theta/2)) + \text{к.с.}$, возникающей благодаря раскачке ионов СВЧ излучением,

$$\rho_{\Omega} = [qn\rho_0^2(\partial\varepsilon/\partial\rho)E_m/4k^2\gamma^2u \sin^2(\theta/2)] [(i\Omega + \nu_-)^{-1} - (i\Omega + \nu_+)^{-1}] (E_p E_s^*/8\pi). \quad (3.4)$$

Наконец, подставляя ρ_{Ω} в волновое уравнение $\Delta E + k^2 E = -(\partial\varepsilon/\partial\rho)k^2\rho E$ и усредняя по периоду $2\pi/(\omega + \Omega)$, получаем амплитуду сигнальной антистоксовой волны, $\tilde{E} = (1/2)E_a \exp(i(\omega + \Omega)t + ikx \sin(\theta/2) - ik y \cos(\theta/2)) + \text{к.с.}$

$$E_a = (kL/2) \left[qn(\rho_0 \partial\varepsilon/\partial\rho)^2 E_m / 4k^2\gamma^2u \sin^2(\theta/2) \right] \times \\ \times [(i\Omega + \nu_+)^{-1} - (i\Omega + \nu_-)^{-1}] (|E_p|^2 / 8\pi) E_s, \quad (3.5)$$

где L — длина области взаимодействия вдоль \mathbf{k}_s .

Из (3.5) следует, что коэффициент преобразования $r = E_a/E_s$ пропорционален разности коэффициентов трения разноименных ионов (механизм Лебая [8]), причем в однородной среде $\nu_{\pm} \approx 10^{-12-14} \text{ с}^{-1} \gg \Omega$ и амплитуда $E_a \approx (\nu_- - \nu_+)/\nu_+\nu_-$ невелика.

При адсорбции к водным аэрозолям эффективная масса ионов одного сорта резко возрастает и $\Omega \approx \nu$, если диаметр водяной капли $\approx 100 \text{ \AA}$. При этом $(i\Omega + \nu_+)^{-1} - (i\Omega + \nu_-)^{-1} \approx i/\Omega$ и из (3.5) следует

$$r = E_a/E_s = [iLqn(\rho_0 \partial\varepsilon/\partial\rho)^2 E_m/16k^2\gamma^2u^2 \sin^2(\theta/2)] (|E_p|^2/8\pi). \quad (3.6)$$

При типичных значениях $\gamma = 10^{-4}$ Г/см·с, $u = 330$ м/с, $(\rho_0 \partial \varepsilon / \partial \rho) = 10^{-3}$ это дает (интенсивность световой волны $I_p = c |E_p^2| / 8\pi$)

$$|r| \approx 10^{-20} L[\text{см}] (\lambda[\text{мкм}])^2 n[\text{см}^{-3}] E_m[\text{В/см}] I_p[\text{МВт/см}^2]. \quad (3.7)$$

В естественной геометрии $\theta = \pi/2$ длина СВЧ волны $\Lambda[\text{м}] = 0.3\lambda[\text{мкм}]$, где $\lambda \approx 0.5-1$ мкм, поэтому длина взаимодействия ограничена, скорее, апертурой СВЧ источника, чем длиной СВЧ волны. Величина (3.7) невелика, однако рассеяние в исследуемой комплексной схеме когерентно, поэтому его интенсивность $\sim n^2$, кроме того, допустимо использование в приемном оптическом тракте гетеродинной схемы. В этом случае отношение Q сигнал/шум на выходе фотоприемника равно [9]

$$Q = \eta P_a \hbar \omega \Delta \nu, \quad (3.8)$$

где η — квантовая эффективность фотовыхода, P_a — мощность световой волны на входе приемника, $\Delta \nu$ — ширина полосы приемника.

В рассматриваемой схеме $2\pi \Delta \nu = \tau_s^{-1}$, где τ_s — длительность лазерного импульса на частоте $\omega - \Omega$. Полагая $\eta \approx 1$ (реальный диапазон значений $\eta = 0.5 - 1$), получаем из (3.7)

$$Q \approx 10^{-20} \left(L[\text{см}] n[\text{см}^{-3}] E_m[\text{В/см}] I_p[\text{МВт/см}^2] \right)^2 (\lambda[\text{мкм}])^5 W_s[\text{Дж}], \quad (3.9)$$

где W_s — энергия лазерного импульса на частоте $\omega - \Omega$.

При $I_p = 10$ МВт/см², $W_s = 1$ мДж, $E_m = 1$ В/см, $L = 10$ см, $\lambda = 1$ мкм величина $Q \approx 10^{-19} (n[\text{см}^{-3}])^2$, при $n \approx 10^{12}$ см⁻³ (один ион на 10^6 молекул газа; это гораздо выше фонового для атмосферы уровня), например, $Q = 10^5$. Как следует из (3.9), $Q \sim \lambda^5$, поэтому реально повышение чувствительности схемы при переходе в средний инфракрасный диапазон.

При использовании рассматриваемой схемы в натуральных условиях необходимо регистрировать волну, коллинеарную с одной из зондирующих, что требует жесткой связи между излучающим и приемным устройствами, резко ограничивающей мобильность системы. Этот недостаток устраняется, если в качестве зондирующей использовать волну вынужденного рассеяния Мандельштама-Бриллюэна (ВРМБ), генерация которой в газе, однако, возможна только при превышении порогового значения интенсивности накачки.

3. Эффективность радиомодуляции ВРМБ в слабоионизированном газе

Для этого, второго, варианта радиооптической схемы измерения степени ионизации газа естественна коллинеарная ($\theta = \pi$, $\Omega = 2ku$) геометрия. Роль стоксовой накачки (частота $\Omega - \omega$) играет усиленная волна спонтанного рассеяния [5], а СВЧ накачка на частоте 2Ω обеспечивает параметрическую перекачку энергии из стоксовой волны в антистоксову (рис. 2).

Как и в разделе 2, при использовании в качестве накачки излучения Nd⁺³ лазера ($\lambda = 1$ мкм) параметрическое взаимодействие стоксовой

и антистоксовой волн обеспечивается электромагнитным излучением с длиной волны $\Lambda = c\lambda/4u \cong 23$ см, которое поляризовано вдоль направления распространения света.

Заданной теперь считаем только амплитуду волны накачки E_p ; представляя полное электромагнитное поле в виде

$$E = (1/2) \left(E_p \exp[i\omega t - ikx] + E_s \exp[i(\omega - \Omega)t + ikx] + E_a \exp[i(\omega + \Omega)t + ikx] + E_m \exp[2i\Omega t - ikz] \right) + \text{к.с.}, \quad (4.1)$$

сводим совместную с волновым уравнением систему (2.5), (2.6) к уравнениям для интенсивностей взаимодействующих световых волн

$$\begin{aligned} \partial I_{s,a}/\partial x \pm g(1 + \mu)I_p I_{s,a}/(1 + 2\mu) \mp \mu g I_p I_{a,s}/(1 + 2\mu) &= -bI_p, \\ I_s(x = L) &= I_a(x = L) \approx 0. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Здесь L — длина области рассеяния, коэффициент $\mu = (I/2) \times |qnE_m/4k^2\gamma u|^2$ задает эффективность параметрического взаимодействия стоксовой и антистоксовой волн, $g = (\varepsilon - 1)^2/2\gamma u c$ — инкремент ВРМБ [5]. Спонтанное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна на тепловых фонах характеризуется коэффициентом рассеяния назад (интегральным по контуру линии) на единицу длины среды $b = k_B T \pi^2 / (\varepsilon - 1)^2 / 2\rho_0 u^2 \lambda^4 \Delta_0$ [5], где Δ_0 — телесный угол рассеяния, k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Решение (4.2) в приближении $|\mu|gL \ll 1$ имеет вид ($G = I_p g$)

$$I_{s,a} = (b/g) (\pm \exp[\pm G(L - x)] \mp 1 \mp \mu \exp[\mp G(x - L)]). \quad (4.3)$$

Определение концентрации зарядов в среде связано с регистрацией обусловленного СВЧ волной превышения уровня сигнала $I_a(x = 0)$ над спонтанным рассеянием $I_N = b/g$ и спектральной составляющей сигнала ВРМБ на частоте антистокса $I_s(\omega + \Omega)$. Из (4.3) следует, что искомое отношение Δ равно

$$\Delta = I_a(0)/(I_N + I_s(\omega + \Omega)) - 1 = \mu \exp(gL)/(1 + \exp[gL/(1 + \xi^2)]). \quad (4.4)$$

Здесь $\xi = 2\Omega/\delta\Omega = \lambda u \rho_0/4\pi\gamma$ — нормированный на ширину линии $\delta\Omega = 2\gamma k^2/\rho_0$ частотный сдвиг между центрами линий стокса и антистокса; $\xi \approx 5$ для $\lambda = 1$ мкм. Таким образом, в режиме развитого ВРМБ ($GL \geq 25 \div 30$ [10]) для $\lambda \leq 1$ мкм можно считать $\Delta = \mu \exp(gL)$ — относительный рост антистоксова сигнала пропорционален n^2 . Метод можно считать действующим, если $\Delta > \Delta_{\min}$, где Δ_{\min} — порог регистрации ($\Delta_{\min} = 1$ задает его как двукратное увеличение интенсивности излучения на частоте $\omega + \Omega$ при включении СВЧ накачки). Из определения μ следует, что по этому критерию требуемая для наблюдения эффекта напряженность $E_m[\text{В/см}] \simeq 10^{21} (\lambda[\text{мкм}])^{-2} (n[\text{см}^{-3}])^{-1} \exp(-GL/2)$; для

регистрации $n = 10^7 \text{ см}^{-3}$ необходимо создать в исследуемом объеме напряженность поля порядка 10 В/см при двукратном превышении порога ВРМБ.

Оценим возможности предлагаемой схемы в дистанционном определении n . Пусть излучатель электромагнитной волны мощности P_m с диаметром антенной апертуры D обеспечивает на расстоянии R (в дальней зоне) интенсивность $cE_m^2/8\pi = \pi P_m(2uD/c\lambda R)^2$, откуда $\mu = (qn\lambda D/2\pi R\gamma)^2(P_m/4c^3)$. Таким образом, обнаружима концентрация

$$n_{\min} = (2\pi R\gamma/qD\lambda) [4c^3 \Delta_{\min}/P_m \exp(GL)]^{1/2}. \quad (4.5)$$

Дистанционная методика предполагает использование сфокусированного лазерного пучка; эффективная длина рассеивающего объема при этом — длина перетяжки $L = 2F^2\lambda/\pi a^2$, где F — фокусное расстояние линзы, a — радиус лазерного пучка. Интенсивность последнего в фокальной плоскости увеличивается в $\pi a^2/\lambda F$ раз, поэтому $GL = (\varepsilon - 1)^2 JF/\gamma \mu c$, где J — интенсивность лазерного излучения на выходе активной среды. Для типичных параметров воздуха при атмосферном давлении получаем $GL \approx 0.5 \cdot 10^{-8} J[\text{Вт/см}^2] F[\text{м}]$ и при $F \approx 100 \text{ м}$ требуемая для достижения значений $GL = 30$ плотность мощности составляет 60 МВт/см^2 . При двукратном превышении порога ВРМБ величина n_{\min} из (4.5) равна

$$n_{\min}[\text{см}^{-3}] \approx 10^{12} (R[\text{км}]/D[\text{м}]\lambda[\text{мкм}]) (\Delta_{\min}/P_m[\text{Вт}])^{1/2}. \quad (4.6)$$

Для расстояний $R = 1 \text{ км}$ при апертуре $D = 1 \text{ м}$ и излучаемой электромагнитной мощности $P_m = 100 \text{ Вт}$ достигается значение $n_{\min} \approx 10^{11} (\Delta_{\min})^{1/2} \text{ см}^{-3}$, если использовать излучение неодимового лазера ($\lambda = 1 \text{ мкм}$).

Полученную оценку уместно сопоставить с известными результатами по регистрации напряженности E_0 электрического поля над ядерным полигоном [10]: на поверхности земли $E_0 = 30 \text{ В/м}$, а на высотах порядка километра значение E_0 стабилизируется около 100 В/м . Если предположить, что распределение зарядов зависит только от высоты z , тогда установившееся значение E_0 можно оценить как $qn_e h$, где n_e — объемная плотность заряженных частиц на поверхности, h — длина свободного пробега ионизирующих частиц. Используя типичное значение $h \approx 1 \text{ см}$, получаем $n_e \approx 10^8 \text{ см}^{-3}$, т.е. регистрация ее описанной схемой возможна, согласно (4.6), например, с использованием в качестве зондирующего излучения CO_2 лазера при небольшом уменьшении отношения $R/D \approx 10^2$.

Дальнейшее увеличение интенсивности зондирующего лазерного излучения неэффективно из-за насыщения ВРМБ: экспоненциальный рост амплитуд рассеяния с интенсивностью сменится линейным [11], в то время как фон будет по-прежнему нарастать, что обеспечит уменьшение Δ . Поэтому повышение чувствительности метода связано, во-первых, с увеличением мощности используемого СВЧ источника (например, переход в импульсный режим работы), во-вторых, с уменьшением Δ_{\min} , т.е. с оптимальной обработкой сигнала, например, в гетеродинной схеме [9], обсужденной в разделе 2.

Наконец, оптимизация возможна и по длине волны лазерного источника: уменьшение ее приводит к падению ($\sim \lambda^2$) интенсивности регистрируемого сигнала на антистоксовой частоте, но, с другой стороны, к росту ($\sim \lambda^{-1}$) его частотной отстройки, облегчая возможность выделения в спектре рассеяния полезного сигнала.

Заключение

Априорная неопределенность ряда параметров для реальных условий требует предварительного лабораторного моделирования. Его естественно проводить по упрощенной схеме, в которой световые волны на частотах ω и $\omega - \Omega$ распространяются в аэрозоле навстречу друг другу. При использовании в качестве рабочей среды воздуха при атмосферном давлении частота СВЧ возбуждения $F[\text{ГГц}] = (4u/\lambda) = 1.32/\lambda[\text{мкм}]$, а длина СВЧ волны $\Lambda[\text{см}] \approx 22.7\lambda[\text{мкм}]$, следовательно, длина взаимодействия ограничена величиной $\Lambda/2 \approx 10$ см, обеспечивающей коллинеарность движения заряженных частиц в СВЧ волне. Требуемая мощность оптической накачки P_p может быть достигнута при использовании Nd^{3+} лазера в режиме модуляции добротности; излучение на частоте $\omega - \Omega$ при этом естественно получить с помощью электрооптического модулятора. Таким образом, электрическая схема установки должна включать генератор на частоте $f = F/2$ для сдвига частоты излучения задающего лазера и удвоитель частоты, обеспечивающий СВЧ возбуждение в объеме газа на частоте F . Для регистрации требуется фотоприемник с временным разрешением не хуже $1/F \approx 10^{-9}$ с. Этому требованию удовлетворяют фотодиоды на Ge:Si и фотокатоды типа ФЭК-15КМ с полосой пропускания около 10 ГГц [12]. Характерной для этих устройств является возможность размещения их в волноводе; это существенно для физических приложений, указанных во Введении.

Список литературы

- [1] Грачев В.И., Зарицкий А.Р., Лятов Г.А., Фок М.В. // Кр. сообщ. по физике ФИАН. 1991. № 4. С. 16–19.
- [2] Боярчук К.А., Кулешов Ю.П., Лятов Г.А., Свирко Ю.П. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. Вып. 8. С. 5–8.
- [3] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1965. 456 с.
- [4] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М.: Наука, 1965. 588 с.
- [5] Старунов В.С., Фабелинский И.Л. // УФН. 1969. Т. 98. № 3. С. 441–496.
- [6] Азманов С.А., Коротеев Н.И. Активная спектроскопия рассеяния света. М.: Наука, 1978. 433 с.
- [7] Стюэр Дж., Егер Э. // Физическая акустика / Под ред. У.Мэзона. М.: Мир, 1968. Т. 2. Ч.А. С. 371.
- [8] Debye P. // J. Chem. Phys. 1933. Vol. 1. P. 13.
- [9] Протопопов В.В., Устинов Н.Д. Лазерное гетеродинамирование. М.: Машиностроение, 1985. 286 с.
- [10] Pierce E.T., Whitson A.L. // J. Geophys. Res. 1964. Vol. 69. N 14. P. 2895–2898.
- [11] Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов А.Н. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1975. 236 с.
- [12] Справочник по лазерам / Под ред. А.М.Прохорова. М.: Сов. радио, 1978. Т. 2. 162 с.