

УДК 621.371

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ИМПУЛЬСНОГО РАДИОПУЧКА В РЕЗОНАНСНОЙ СРЕДЕ

Н. П. Санталов, Г. М. Стрелков, М. Э. Шалеев

Теоретически изучено влияние эффекта насыщения поглощения на характеристики мощного импульсного радиопучка, распространяющегося в резонансно поглощающей среде. Применительно к линии резонансного поглощения водяного пара на частоте 183,31 ГГц установлены исходные параметры радиоимпульса, при которых следует ожидать заметного просветления атмосферных трасс протяженностью порядка дифракционной длины для пучка. При прочих равных условиях глубина проникновения пучка в среду может быть увеличена за счет его начальной фокусировки.

Создание в настоящее время мощных источников излучения миллиметрового диапазона (ГДИ, гиротроны, лазеры на свободных электронах и т. д.) позволяет заново поставить проблему распространения радиоволн в средах с сильным поглощением, в частности, в земной атмосфере на частотах резонансного поглощения водяного пара, кислорода и озона. Линейное распространение радиосигналов, несущая частота которых близка или совпадает с резонансными частотами поглощающих молекул, сопровождается их значительными амплитудными и фазовыми искажениями [1 - 4]. Если же интенсивность излучения высока, в области пучка могут развиваться нелинейные явления, такие, как пробой и просветление (насыщение поглощения) среды.

Известно, что развитие пробоя практически исключает возможность передачи электромагнитной энергии через его область. Напротив, эффект насыщения должен приводить к повышению прозрачности атмосферных трасс. Представляет интерес оценить воздействие этого эффекта на характеристики распространяющихся радиосигналов. В работе просветляющее действие мощного импульсного радиопучка рассмотрено на примере резонансного поглощения водяного пара на частоте 183,31 ГГц. Установлены исходные параметры радиоимпульса, при которых следует ожидать заметного просветления атмосферных трасс, протяженность которых близка к дифракционной длине пучка. Рассмотрены возможности увеличения глубины проникновения за счет перехода к фокусированному пучку или варьирования размера излучающей апертуры.

Уравнения распространения пучка излучения в резонансной среде

Исследуем прохождение через атмосферу мощного радиопучка в условиях резонансного поглощения. При распространении электромагнитных волн в слабонелинейной и слабодиссипативной среде, каковой являются газы, интенсивные потоки излучения описываются уравнениями для огибающих $\mathcal{E}$ квазимонохроматических и квазиплоских волн электрического поля [5, 6]

$$E = \vec{e} \varepsilon(\mu t, \mu \vec{r}) \exp[i(\omega t - \vec{k} \vec{r})],$$

комплексная амплитуда которых $\varepsilon(\mu t, \mu \vec{r})$ медленно изменяется во времени t и в пространстве $\vec{r}$ ($\mu \ll \omega, |\vec{k}|$); $\vec{r}$ - радиус-вектор полярных координат; ω и $\vec{k}$ - частота и волновое число, обозначим $k = |\vec{k}|$; $\vec{e}$ - вектор поляризации электрического поля. Уравнение для комплексной амплитуды поля, получаемое из уравнений Максвелла, имеет вид

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta \varepsilon - \frac{i}{2kc^2} \left(\frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial t^2} + i2\omega \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} \right) = -i \frac{2\pi N}{kc^2} \left(\omega^2 P - i2\omega \frac{\partial P}{\partial t} - \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \right), \quad (1)$$

где z - координата, совпадающая с направлением распространения излучения, $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2}$, x, y - перпендикулярные z координаты, N - концентрация молекул (или атомов), имеющих частоту перехода между энергетическими уровнями их состояний ω_0 , частота электромагнитной волны ω может быть смещена от резонансной на величину частотной расстройки δ : $\omega = \omega_0 + \delta$, c - скорость света. Амплитуда поляризации молекулы среды P на частоте ω определяется формулой [6]

$$P = p_{21} \sigma_{12} \exp(-i\delta t), \quad (2)$$

$p_{21} = (\vec{d}_{21} \cdot \vec{e})$ - проекция дипольного момента d_{21} на направление поляризации поля, σ_{12} - элемент матрицы плотности, характеризующий переходы молекулы между ее основным (1) и возбужденным (2) состояниями при воздействии поля E . При взаимодействии молекулы с излучением наибольшее изменение претерпевают элементы матрицы плотности, характеризующие резонансный переход. Их изменение во времени описывают полученные методом усреднения уравнения [7, 8]

$$\frac{d\sigma}{dt} + (T^{-1} + i\delta)\sigma = -i \frac{p_{12} \varepsilon}{\hbar} \eta; \quad (3)$$

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\eta_0 - \eta}{\tau} + \frac{4}{\hbar} \text{Im}(p_{21} \varepsilon^* \sigma). \quad (4)$$

Здесь $\sigma = \sigma_{12} \exp(-i\delta t)$, T^{-1} - полуширина линии перехода между состояниями молекулы "1" и "2", τ - время жизни молекулы в возбужденном состоянии, η - разность населенностей уровней "1" и "2", равная разности вероятностей нахождения молекулы в этих состояниях, $\eta_0 = \eta$ при $\varepsilon = 0$.

Используя (2) - (4), можно показать, что $|\frac{\partial P}{\partial t}| \ll \omega P$ и $|\frac{\partial^2 P}{\partial t^2}| \ll$

$\omega^2 P$. Эти соотношения обусловлены медленным изменением амплитуды электромагнитного поля, являющегося источником наведенной в веществе поляризации, по сравнению с его изменением во времени. В силу этих неравенств в дальнейшем в правой части уравнения (1) оставляем только член $\omega^2 P$.

Уравнения (1), (3), (4) описывают распространение мощного

импульсного (включая сверхкороткие импульсы длительностью $t_n \leq T, \tau$) пучка электромагнитного излучения в среде, имеющей линию резонансного поглощения на частоте, близкой к частоте излучения. Уравнения учитывают взаимное воздействие поля и молекул среды при условии, если все молекулы ориентированы к полю под одним и тем же углом θ . В газах вследствие соударений и вращения молекул все ориентации их дипольных моментов равновероятны. Поэтому входящая в правую часть уравнения (1) поляризация единицы объема среды складывается из поляризаций всех различно ориентированных молекул. Чтобы определить величину поляризации единицы объема среды, необходимо провести усреднение уравнения по полному телесному углу 4π . Однако такое усреднение возможно только в установившемся режиме, когда известно решение уравнений (3) и (4) и распределение величин σ и η в зависимости от ориентации молекул к полю, т.е. от угла θ ,

$$\sigma = -i \frac{d_{12} \varepsilon \eta \cos \theta}{h(T^{-1} + i\delta)} \quad \text{и} \quad \eta = \frac{\eta_0}{1 + u \cos^2 \theta}, \quad (5)$$

$u = \frac{|\varepsilon|^2}{\varepsilon_{\text{онас}}^2}$, $\varepsilon_{\text{онас}}^2 = \frac{h^2(1+T^2\delta^2)}{4|d_{12}|^2 T \tau}$, $\varepsilon_{\text{онас}}$ — напряженность насыщающего поля, при котором для ориентированных по полю дипольных моментов ($\theta = 0$) разность населенностей $\eta = \eta_0/2$. Подставив (5) в (1), получим уравнение для поля, которое можно усреднить по всем ориентациям дипольных моментов.

В простейшем случае плоской волны ($\Delta_1 \varepsilon = 0$) в стационарном режиме ($\frac{d\varepsilon}{dt} = 0$) уравнение для u имеет вид

$$\frac{du}{dz} = - \frac{4\pi N \eta_0 |d_{12}|^2 T \omega^2}{hc^2 k(1+T^2\delta^2)} \frac{u \cos^2 \theta}{1 + u \cos^2 \theta}. \quad (6)$$

Усреднив (6) по всем ориентациям дипольного момента, получим уравнение

$$\frac{du}{dz} = - \frac{4\pi N \eta_0 |d_{12}|^2 T \omega^2}{hc^2 k(1+T^2\delta^2)} \left(1 - \frac{\arctg \sqrt{u}}{\sqrt{u}} \right), \quad (7)$$

которое отличается от (6) зависимостью правой части от u . При $u \ll 1$

$\left(1 - \frac{\arctg \sqrt{u}}{\sqrt{u}} \right) \approx \frac{u}{3}$ и тогда (7) принимает вид записанного в дифференциальной форме закона Бугера, в котором, как известно, эффект насыщения поглощения не учитывается, $du/dz = -\alpha u$. Показатель

ослабления $\alpha = \frac{4\pi N \eta_0 |d_{12}|^2 T \omega^2}{3hc^2 k(1+T^2\delta^2)}$ совпадает с его значением,

полученным при использовании усредненного по θ дипольного момента $|\bar{p}_{12}|^2 = |d_{12}|^2/3$ (см., например, [7]). При сильном насыщении

поглощения $u \gg 1$, когда членом $\frac{\arctg \sqrt{u}}{\sqrt{u}} \ll 1$ можно пренебречь,

поляризация в уравнении (7) также совпадает с поляризацией, полученной для этого случая в работе [7].

В переходном процессе взаимодействия излучения со средой усреднение уравнения (1) по θ провести не удастся. Применим методику учета в уравнениях (1), (3), (4) только усредненного дипольного момента $|\bar{p}_{12}| = |d_{12}|/\sqrt{3}$, тогда уравнения распространения импульсного пучка в среде с резонансным поглощением принимают вид

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \epsilon + \frac{\omega}{kc^2} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} = -i \frac{2\pi N \omega^2 d_{21}}{\sqrt{3} c^2 k} \sigma; \quad (8a)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} + (T^{-1} + i\delta)\sigma = -i \frac{d_{12}\epsilon}{\sqrt{3} \hbar} \eta; \quad (8б)$$

$$\frac{d\eta}{dt} = \frac{\eta_0 - \eta}{\tau} + \frac{4}{\sqrt{3} \hbar} \text{Im}(d_{21}\epsilon^* \sigma). \quad (8в)$$

Здесь $\Delta_{\perp}$ — лапласиан по поперечным координатам; в уравнении (8a)

опущены члены $|\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial t^2}| \ll 2\omega |\frac{\partial \epsilon}{\partial t}|$ и $|\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial z^2}| \ll 2k |\frac{\partial \epsilon}{\partial z}|$, поскольку изменением амплитуды поля за период колебаний $T_k = 2\pi/\omega$ и на расстоянии, равном длине волны $\lambda = 2\pi/k$, можно пренебречь.

В установившемся режиме распространения плоской волны из (8) вместо уравнения (7) получим

$$\frac{du}{dz} = -\alpha \frac{u}{1 + u/3}. \quad (9)$$

Правая часть этого уравнения при $u \ll 1$ и $u \gg 1$ по величине практически совпадает с правой частью (7), т.е. в предельных случаях оба подхода совпадают. Наибольшее отличие правых частей (7) и (9) составляет около 20% в области значений $\sqrt{u} \approx 2,5$. Одинаковый характер изменения правых частей (7) и (9) обуславливает и одинаковый характер поведения их решений, а различие по величине обуславливает относительно более быстрое уменьшение u от z в решении уравнения (9) по сравнению с решением уравнения (7).

Другими словами, методика учета в уравнениях только усредненной величины $|\bar{p}_{12}|$ приводит к некоторому занижению по сравнению с величиной эффекта, получаемой при использовании в уравнениях усредненной поляризации вещества. Оценим это различие по отклонению решения уравнения (9) по отношению к решению (7), обозначив их соответственно через u_2 и u_1 . Наибольшая величина $\Delta u = u_1 - u_2$

достигается при условии $\frac{d(u_1 - u_2)}{dz} = 0$, при котором $u'_2 = 3 \left(\frac{\sqrt{u'_1}}{\arctg \sqrt{u'_1}} - 1 \right)$, а $\Delta u = u'_1 - 3 \left(\frac{\sqrt{u'_1}}{\arctg \sqrt{u'_1}} - 1 \right)$; u'_1 и u'_2 — значения u_1 и u_2 на

расстоянии z' от начала трассы, где Δu достигает максимума. При увеличении $u' \gg 1$ максимум относительного расхождения решений

u_1 и u_2 $\frac{\Delta u}{u'_1} \approx \left(1 - \frac{1}{\sqrt{u'_1}} \right)^2 + \frac{2}{u'_1}$ стремится к единице. Однако,

например, величина $\frac{\Delta u}{u_1} \approx 0,5$ достигается при $u_1' \approx 7,6$. Этой величине u_1' соответствует в начале трассы десятикратное превышение насыщения ($|\varepsilon_0|^2 = 10 \varepsilon_{\text{нас}}^2$, $\varepsilon_0 = \varepsilon(z=0)$, $\varepsilon_{\text{нас}}$ - напряженность насыщающего поля, определяемая из (8), $\varepsilon_{\text{нас}}^2 = 3\varepsilon_{\text{онас}}^2$).

В импульсном пучке уменьшение интенсивности излучения в поперечном сечении пучка и ее временное изменение в течение импульса в соответствии с изменением $\varepsilon(t, r, z)$ обуславливают заметно меньшие расхождения между оценками величин эффекта просветления среды по сравнению с оценками, сделанными для плоских волн в установившемся режиме.

Рассмотрим начало воздействия поля на среду. Если в начальный момент при $t=0$ ($\eta = \eta_0$ и $\sigma(t=0) = 0$) молекула оказалась в поле ε , ее поведение для $t \ll T$ можно выразить приближенным решением уравнения (8б)

$$\sigma = -i \frac{d_{12} \varepsilon \eta_0}{\sqrt{3} \hbar} \frac{1 - \exp[-(T^{-1} + i\delta)t]}{T^{-1} + i\delta} \approx -i \frac{d_{12} \varepsilon \eta_0}{\sqrt{3} \hbar} t. \quad (10)$$

Подставив (10) в (8а), приведем уравнение для амплитуды поля к виду

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \frac{i}{2k} \Delta_{\perp} \varepsilon + \frac{\omega}{kc^2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = -\frac{\alpha' t}{2T} \varepsilon, \quad (11)$$

решением которого будет следующее выражение:

$$\begin{aligned} \varepsilon(t, r, z) = \exp\left(-\frac{\alpha' t}{2T} z\right) \int_0^{\infty} \varepsilon(t, r', 0) \frac{-r' k}{z} \exp\left(-i \frac{r'^2 + r'^2}{2z} k\right) \times \\ \times I_0\left(i \frac{rr'}{z} k\right) dr', \end{aligned} \quad (12)$$

$I_0(\dots)$ - модифицированная функция Бесселя.

Из (8в) с учетом (10) получаем формулу, описывающую поведение населенностей в начальный момент воздействия поля на молекулу

$$\eta = \eta_0 \left(1 - \gamma' \frac{t^2}{T\tau}\right), \quad (13)$$

где $\gamma' = |\varepsilon|/\varepsilon_{\text{н}}^2$, $\varepsilon_{\text{н}}^2 = 3\hbar^2/2|d_{12}|^2 T\tau$, $\gamma' \frac{t^2}{T\tau} \ll 1$. Из (10),

(12) и (13) следует, что с момента вхождения импульса в среду в ней нарастает воздействие поля на среду и среды на поле: молекулы переходят из основного в возбужденное энергетическое состояние - уменьшается разность населенностей этих состояний, определяя поглощение энергии поля. Из (12) видно, что в среде нарастает затухание поля с зависящим от времени показателем $\alpha(t) = \alpha' t/T$, $\alpha' = 4\pi N \eta_0 |d_{12}|^2 \tau \omega^2 / 3\hbar k c^2$. При $t \ll T, \tau$ проявляются инерционные свойства среды.

В установившемся режиме ($t \gg T, \tau$) в случае распространения плоской волны решение уравнения (9) можно записать в виде

$$|A|^2 = \exp[-\alpha z + \gamma(1 - |A|^2)], \quad (14)$$

где $A = \varepsilon/\varepsilon_0$, $\gamma = |\varepsilon_0|^2/\varepsilon_{\text{нас}}^2$. Из (14) следует, что в сильном поле ($\gamma \gg 1$) насыщение поглощения в среде снижает темп затухания излучения вдоль трассы на участке, где $\alpha z < \gamma$. Заметим, если в начале воздействия поля на среду влияние частотной расстройки δ не сказывается, то в установившемся режиме расстройка влияет на величину показателя затухания α и на величину насыщающего поля $\varepsilon_{\text{нас}}$.

Прохождение мощного радиопучка в атмосфере

Уравнение (8а) описывает распространение пучка излучения с учетом его дифракционного расплывания в среде с резонансным поглощением. Изменение свойств среды при ее взаимодействии с излучением описывают уравнения (8б) и (8в). Получить решение системы уравнений (8) в общем случае с учетом одновременного изменения и поля, и среды не представляется возможным.

В этом разделе анализируется полученное с помощью ЭВМ численное решение системы уравнений (8) для конкретного случая распространения в атмосфере мощного гауссова пучка (радиуса $r = a = 50$ см) электромагнитного излучения, имеющего длину волны $\lambda = 1,636$ мм, которая совпадает с резонансной линией поглощения водяного пара. Рассмотрен прямоугольный импульс излучения длительностью $t_{\text{и}} = 10^{-9}$ с

$\gg T = 5,895 \cdot 10^{-11}$ с [9]. При давлении ≈ 1 атм полуширина линии T^{-1} и время τ определяются временем между столкновениями молекул, поэтому в расчетах $\tau = T$. При $t_{\text{и}} \gg T$ взаимодействие излучения с веществом можно считать стационарным: молекулы "успевают" перейти в состояние, устанавливающееся при интенсивности $J = |\varepsilon|^2 c / 4\pi$. У источника излучения на оси пучка $J(z = 0, r = 0) = J_0 = W_0 / (\pi a^2 t_{\text{и}})$, W_0 - энергия излучения в импульсе при $z = 0$.

Для молекул водяного пара имеем $|d_{12}| = 6,01 \cdot 10^{-19}$ Дебай [10], при этом $\varepsilon_{\text{нас}}^2 = 597,5$ ед. СГСЕ. При $W_0 = 10$ Дж параметр $\gamma = 8,9$, следовательно, вблизи источника излучения существует насыщение поглощения в центральной части пучка, где в соответствии с решением системы уравнений (8) относительная величина разности населенностей $\bar{\eta} = \eta/\eta_0 = 1/(1+\gamma) \approx 0,1$. Эта величина хорошо согласуется с величиной $\bar{\eta}$, полученной численным решением системы уравнений (8).

Уменьшение интенсивности излучения вдоль z обусловлено поглощением и дифракционным расширением пучка. Однако насыщение поглощения в центральной части и отсутствие насыщения на краях пучка и, вследствие этого, относительно малое поглощение излучения в центре и большое на краях пучка приводит не только к компенсации его дифракционного расплывания, но и к сужению пучка на начальном участке трассы. На рис. 1 приведены рассчитанные распределения интенсивности излучения $|A|^2 = |\varepsilon|^2/|\varepsilon_0|^2$, разности населенностей $\bar{\eta}$

и действительной $\bar{\sigma}_1$ и мнимой $\bar{\sigma}_2$ частей $\bar{\sigma} = \sigma/\eta_0$, установившиеся в

поперечном сечении пучка к концу прохождения импульсом расстояния $z = 400$ м. Для сравнения здесь показано пунктиром (приведенное к величине $|A|^2$ при $r = 0$ и $z = 400$ м) гауссово распределение интенсивности в пучке, существующее у источника излучения. Из рис. 1 видно, что на расстоянии $z = 400$ м радиус пучка заметно уменьшился.

Доля потерь энергии излучения пропорциональна величине $\bar{\eta}$, поэтому сужение пучка будет значительнее в тех случаях, в которых насыщение поглощения занимает меньшую центральную область его поперечного сечения. Этот вывод подтверждается результатами расчета

среднеквадратичного радиуса пучка $\bar{R} = (2\pi \int_0^\infty \bar{r}^2 (\int_0^1 |A|^2 d\bar{t}) \bar{r} d\bar{r} / \bar{W}_n)^{1/2}$,

где $\bar{r} = r/a$, r - радиальная координата пучка, $\bar{t} = t/t_n$, $\bar{W}_n =$

$= 2\pi \int_0^\infty (\int_0^1 |A|^2 d\bar{t}) \bar{r} d\bar{r}$ - энергия в импульсе, нормированная на ее величину у источника излучения W_0 .

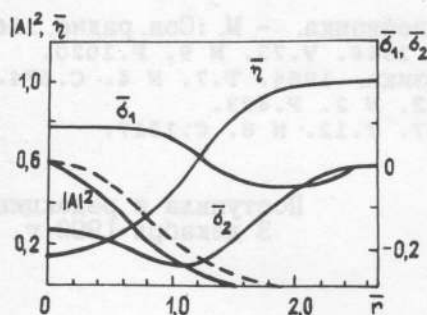


Рис. 1.

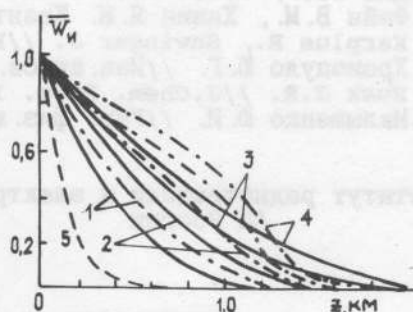


Рис. 2.

Наибольший интерес представляет прохождение по трассе энергии импульса, т.е. зависимость от z величины $\bar{W}_n$. Результаты расчета этих зависимостей для нескольких W_0 коллимированного (сплошные кривые) и фокусированного (штрихпунктирные кривые) гауссова пучка показаны на рис. 2. Кривые 1 - 4 получены для случаев насыщения поглощения в среде на начальном участке трассы. Кривая 5 отражает случай линейного поглощения, когда насыщение отсутствует. Из рис. 2 следует, что "просветление" среды в зоне насыщения существенно снижает относительные потери энергии излучения в среде. Эффект "просветления" среды позволяет увеличить длину трассы для передачи определенной доли энергии импульса тем больше, чем больше величина γ .

Фокусировка пучка уменьшает долю потерь энергии излучения в резонансной среде с насыщением поглощения. На рис. 2 штрихпунктиром показаны зависимости $\bar{W}_n$ от z , рассчитанные для случая использования для фокусировки линзы с фокусным расстоянием $F = 2$ км.

Таким образом, уравнения (8) адекватно физике процесса описывают распространение радиоимпульса излучения в резонансной среде с учетом насыщения поглощения и дифракционного расплывания пучка и позволяют рассчитывать энергетические характеристики проходящего по трассе излучения. Показано, что на начальном участке

трассы гауссова пучка излучения насыщение поглощения в центре и отсутствие насыщения на краях поперечного сечения пучка может не только скомпенсировать дифракционное расплывание пучка, но даже привести к уменьшению его поперечного радиуса. "Просветление" среды за счет насыщения поглощения в несколько раз увеличивает глубину проникновения пучка в среду по сравнению со случаем, когда насыщение поглощения отсутствует. Фокусировка пучка в начале трассы позволяет дополнительно увеличить глубину прозрачности среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шарапов Л.И. Препринт ИРЭ АН УССР N 121. Харьков, 1979.
2. Гордин М.П., Стрелков Г.М. Препринт ИРЭ АН СССР N 26 (398). М., 1984.
3. Ваксер И.Х., Глуцук А.М., Шарапов Л.И. //Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т.29. N 11. С.1297.
4. Стрелков Г.М., Солдатов И.В. //Радиотехника. 1989. N 3. С.16.
5. Апанасевич П.А. // Опт. и спектр. 1963. Т.14. N 5. С.612; ДАН БССР. 1963. Т.7. С.22.
6. Файн В.М., Ханин Я.И. Квантовая радиофизика. - М.: Сов. радио, 1965.
7. Karplus R., Schwinger J. //Phys Rev. 1948. V.73. N 9. P.1020.
8. Хронопудо Ю.Г. //Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т.7. N 4. С.674.
9. Rusk J.R. //J.Chem. Phys. 1965. V.42. N 2. P.493.
10. Малышенко Ю.И. //Укр. физ. журн. 1967. Т.12. N 8. С.1317.

Институт радиотехники и электроники
АН России

Поступила в редакцию
3 декабря 1990 г.

PROPAGATION OF POWERFUL PULSE RADIO BEAM IN RESONANCE ABSORBING MEDIUM

N.P. Santalov, G.M. Strelkov, M.F. Shalyaev

The influence of saturation effect on characteristics of powerful pulse radio beam at its propagation through a resonance absorbing medium is theoretically investigated. By an example of water vapour resonance line at the frequency 183,31 GHz using numerical methods the initial parameters are founded for which noticeable raising of clearing-up depth of the medium can be expected. Under other equal conditions the pulse penetration depth into the medium can be increased by beam focusing.