

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ПОГЛОЩЕНИЕ МИКРОРАДИОВОЛН В АТМОСФЕРЕ

В. Л. Гинзбург

С точки зрения применения микрорадиоволн для связи, радиовидения и т. п., большое значение имеет вопрос об их поглощении в атмосфере. Мы уже довольно подробно касались этой проблемы ранее в обзоре по радиоспектроскопии¹, но сейчас кратко вернёмся к ней в связи с появлением ряда новых материалов²⁻⁵.

Поглощение радиоволн в атмосфере, свободной от пыли, капель воды и т. п., происходит только в кислороде и в парах воды. Объясняется это тем, что молекулы всех других газов, входящих в состав атмосферы в сколько-нибудь заметных количествах, не имеют постоянных моментов*), в то время как молекула воды имеет постоянный электрический момент, а молекула кислорода — постоянный магнитный момент.

Основной терм молекулы O_2 имеет структуру ${}^3\Sigma_g^-$ и её ротационные уровни характеризуются квантовым числом полного момента $J=1, 2, 3, \dots$ и ротационным квантовым числом $k=1, 3, 5, 7, \dots$ (значения $k=0, 2, 4, \dots$ запрещены из-за принципа Паули). Взаимодействие с вращением приводит к мультиплетному расщеплению — разделению терма с данным k на три терма с $k=J, J\pm 1$. Энергия всех термов, согласно теории, определяется формулой (I,20)**). Экспериментальные значения для мультиплетного расщепления хорошо сходятся с теоретическими², поэтому мы ограничимся тем, что приведём в табл. I лишь теоретические значения, вычисленные по формуле (I,20). В табл. I $\frac{\nu_k}{c}$, $\frac{\nu_{k\pm 1}}{c}$ — волновые числа, соответствующие термам с $J=k, k\pm 1$.

Правила отбора для магнитного излучения допускают переходы с $\Delta J=0, \pm 1$ и $\Delta k=0, \pm 2, \pm 4, \dots$. Для молекулы O_2 переходы с

*) Радиационные переходы ротационного типа, о которых идёт речь в радиодиапазоне, возможны лишь при наличии у молекулы постоянного электрического или магнитного моментов.

**) Формулы с цифрой I относятся к обзору¹.

Таблица I

Мультиплетное расщепление кислорода

k	$\frac{\nu_k}{c} - \frac{\nu_{k+1}}{c}$	$\frac{\nu_k}{c} - \frac{\nu_{k-1}}{c}$	$\lambda_{k+} = \frac{c}{\nu_k - \nu_{k+1}}$	$\lambda_{k-} = \frac{c}{\nu_k - \nu_{k-1}}$
1	1,878 см^{-1}	3,962 см^{-1}	0,53 см	0,25 см
3	1,950	2,084	0,51	0,48
5	1,988	2,012	0,50	0,50
7	2,016	1,974	0,50	0,505
9	2,039	1,946	0,49	0,515
11	2,061	1,922	0,485	0,52
13	2,081	1,901	0,48	0,525
15	2,100	1,881	0,475	0,53
17	2,119	1,861	0,47	0,54
19	2,137	1,843	0,47	0,54
21	2,156	1,824	0,46	0,55
23	2,173	1,806	0,46	0,55
25	2,191	1,788	0,455	0,56
≥ 27	$0,0084k + 1,993 - 0,31/k + \dots$	$-0,0084k + 1,985 + 0,31/k - \dots$	—	—

$|\Delta k| \geq 2$, которым соответствуют длины волн $\lambda < 0,16 \text{ см}$, в излучении неактивны². Напротив, в случае $\Delta k = 0$ имеется целая полоса, состоящая из линий с $\Delta J = \pm 1$ (переходы с термов $J = k \pm 1$ на

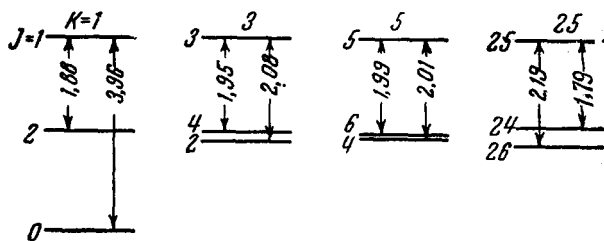


Рис. 1. Мультиплетное расщепление различных ротационных уровней молекулы O₂ в основном электронновибрационном состоянии.

терм с $J = k$ и наоборот) и расположенная в области $\lambda \sim 0,5 \text{ см}$. Значения волновых чисел $\left(\frac{\nu_k}{c} - \frac{\nu_{k \pm 1}}{c}\right)$, отвечающих этой полосе, приведены в табл. I, так же как и приближённые значения λ . Переходы $J = k + 1 \rightleftharpoons J = k - 1$ запрещены. Расположение термов ясно из рис. 1.

Из всей полосы выпадает лишь один переход $\frac{\nu_1}{c} - \frac{\nu_0}{c}$, которому соответствует длина волны $\lambda = 0,25$ см.

Линии поглощения имеют конечную ширину, обусловленную соударениями и, вообще, взаимодействием между молекулами (доплеровское уширение линий, связанное с движением молекул, существенно лишь при давлениях $p < 0,1$ мм Hg). При атмосферном давлении ширина линий довольно значительна; как будет видно из дальнейшего, ширина $\frac{\Delta\nu}{c} \geq 0,02$ см⁻¹. Поэтому в случае O₂ при атмосферном давлении отдельные линии почти не разрешаются, и имеется непрерывная полоса поглощения. Как указано в¹, ещё не развита теория ширины линий, справедливая при больших значениях $\Delta\nu$ и удалении от центра линии ($\nu = \nu_0$) на расстояние $\nu - \nu_0$, сравнимое с расстоянием между линиями. Некоторые весьма ориентировочные соображения⁶ приводят, однако, к теоретической формуле для коэффициента поглощения κ , пригодной при учёте многих линий и любых значениях ν_1 , ν_0 и $\Delta\nu$. Не останавливаясь подробнее на теории, приведём здесь соответствующую формулу^{6,2}:

$$\kappa = 10^6 \cdot \log_{10} e \cdot \left(\frac{8\pi^3 \nu N}{3hc} \right) \frac{\sum_{ij} |p_{ij}|^2 f(\nu_{ij}, \nu) e^{-E_j/kT}}{\sum_j e^{-E_j/kT}} \left\{ \right. \quad (1)$$

$$f(\nu_{ij}, \nu) = \frac{\nu}{\pi \nu_{ij}} \left[\frac{\Delta\nu}{(\nu_{ij} - \nu)^2 + (\Delta\nu)^2} + \frac{\Delta\nu}{(\nu_{ij} + \nu)^2 + (\Delta\nu)^2} \right],$$

где p_{ij} — матричный элемент электрического (или магнитного) дипольного момента, $\nu_{ij} = \frac{E_i - E_j}{h}$, E_i и E_j — энергии состояний i и j , N — концентрация поглощающих молекул, T — температура, ν — частота падающего излучения и множитель $10^6 \cdot \log_{10} e = 0,4343 \cdot 10^6$ введён для того, чтобы коэффициент κ был выражен в децибелах на километр. Если этот множитель отсутствует, то κ измеряется в см⁻¹. Значение $\kappa = 10$ дБ/км отвечает уменьшению интенсивности излучения в 10 раз на пути в 1 км.

Учитывая, что в радиодиапазоне при обычных температурах

$$h|\nu_{ij}| \ll kT,$$

можно положить

$$\nu_{ij} e^{-E_j/kT} + \nu_{ji} e^{-E_i/kT} = \frac{h\nu_{ij}^2}{2kT} (e^{-E_i/kT} + e^{-E_j/kT}),$$

и формула (1) принимает вид

$$\kappa = 10^6 \log_{10} e \cdot \frac{8\pi^3 \nu N}{6ckT} \frac{\sum_{ij} |p_{ij}|^2 \nu_{ij} f(\nu_{ij}, \nu) e^{-E_i/kT}}{\sum_j e^{-E_j/kT}} \quad (2)$$

Преимущество формулы (2) по сравнению с (1) состоит в том, что в её числителе все члены одного знака (положительные). В оптической области, а при пониженном давлении и в радиодиапазоне, часто можно считать выполняющимися неравенства

$$\left. \begin{aligned} \nu &\gg |\nu - \nu_{ij}|, \\ \nu &\gg \Delta\nu. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

В этом случае $f(\nu_{ij}, \nu) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\Delta\nu}{(|\nu_{ij}| - \nu)^2 + (\Delta\nu)^2} \right)$, и формула (2) переходит в формулу (1,4); при этом нужно учесть, что число молекул в состоянии 1 равно $\frac{g_1 N e^{-E_1/kT}}{\sum_j e^{-E_j/kT}}$, где g_1 — статистический вес

состояния 1.

В суммах по i и j в (1) и (2) имеется также член с $i = j$. Если $p_{ii} \neq 0$, то подобный диагональный член приводит к нерезонансному поглощению ($\nu_{ii} = 0$), которое, при некоторых предположениях, эквивалентно известному дебаевскому поглощению дипольных молекул

$$\kappa = \frac{8\pi^2 N p^2 \nu^2 \Delta\nu}{3ckT(\nu^2 + (\Delta\nu)^2)}, \quad (4)$$

где p — постоянный электрический или магнитный момент молекулы. Механизм нерезонансного поглощения связан с тем, что из-за соударений момент p по сути дела непостоянен; при отсутствии соударений $\Delta\nu$ в (4) равно нулю и $\kappa = 0$.

Необходимо ещё раз подчеркнуть, что формулы (1), (2), (4) не могут считаться надёжно обоснованными теоретически, как это, например, имеет место для формулы (1,4), справедливой при условиях (3). Далее, остаётся ещё неизвестной ширина линии $\Delta\nu$ [при условиях (3) $\kappa(|\nu_{ij}| \pm \Delta\nu) = \frac{1}{2} \kappa(|\nu_{ij}|)$]. При не слишком больших давлениях можно считать справедливым обычный механизм уширения линий в результате соударений. В этом случае (см.¹⁾)

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{2\pi d^2 N \bar{v}}; \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}, \quad (5)$$

где τ — время свободного пробега, и переход к конкретному виду τ во второй части формулы относится к случаю соударения частиц с одинаковой массой M (d — эффективный диаметр частицы или, точнее, сумма радиусов обеих сталкивающихся частиц). Значение d порядка газокINETического диаметра d_0 и, вообще говоря, больше его. Для воздуха $\pi d_0^2 \cong 3 \cdot 10^{-15}$ (из опытов по соударениям электронов

с молекулами O_2 и N_2) и, таким образом, газокинетическое значение $\Delta\nu$ при атмосферном давлении ($N = 2,7 \cdot 10^{19}$) и $T = 300^\circ K$ равно

$$\left. \begin{aligned} \Delta\nu_0 &\cong 8 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}, \\ \frac{\Delta\nu_0}{c} &\cong 0,025 \text{ см}^{-1}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Согласно (5) ширина $\Delta\nu$ пропорциональна N или давлению газа, так как газ можно считать идеальным (большие давления исключаются, поскольку при них механизм ударного уширения становится неприменимым).

Для вычисления χ по формуле (2) в неё нужно подставить известные из спектроскопии значения E_i , E_j , ν_{ij} и $|p_{ij}|^2$; что касается значения $\Delta\nu$, то по сути дела его можно определить только из опыта. Вычисления же можно проводить, задаваясь рядом разумных значений $\Delta\nu$.

Для кислорода значения ν_{ij} определяются табл. I, значения p_{ij} известны из теории, фактор $\Sigma e^{-E_i/kT}$ вычисляется из спектроскопических данных. В общем случае выписывать χ нет, разумеется, смысла, так как соответствующее выражение содержит все частоты, помещённые в табл. I. Однако на некотором расстоянии от центра полосы поглощения можно считать, что все частоты $\frac{\nu_{ij}}{c} = 2 \text{ см}^{-1}$. В результате для воздуха (21% O_2) при $T = 293^\circ$ и давлении 760 мм Нг имеем

$$\chi = 0,34 \left(\frac{\nu}{c} \right)^2 \left[\frac{\Delta\nu/c}{(2 - \nu/c)^2 + (\Delta\nu/c)^2} + \frac{\Delta\nu/c}{(2 + \nu/c)^2 + (\Delta\nu/c)^2} + \frac{\Delta\nu/c}{(\nu/c)^2 + (\Delta\nu/c)^2} \right] \text{ дб/км}. \quad (7)$$

Формула (7) применима при $\frac{\nu}{c} > 4,5 \text{ см}^{-1}$ или $\frac{\nu}{c} < 1,5 \text{ см}^{-1}$; первое из этих условий не заменено условием $\frac{\nu}{c} > 2,5 \text{ см}^{-1}$ из-за наличия линии ($\nu_1 - \nu_0$) с $\frac{\nu}{c} \cong 4 \text{ см}^{-1}$ (см. табл. I).

Вычисления χ по формуле (2) в области $\lambda \sim 0,5 \text{ см}$ приведены на рис. 2 в применении к воздуху (21% O_2) при $T = 300^\circ$, $p = 760 \text{ мм Нг}$ и в предположениях, что $\Delta\nu = 0,02, 0,05$ и $0,1 \text{ см}^{-1}$. Кружками на этом рисунке указаны экспериментальные точки (таблица экспериментальных значений χ приведена в¹ в табл. III). Из имеющихся экспериментальных данных определить значение $\Delta\nu/c$ сколько-нибудь точно ещё нельзя (анализ экспериментальных данных см.²). Наилучшим в настоящее время нужно считать выбор $(\Delta\nu/c) = 0,02 \text{ см}^{-1}$. Заметим, что в пределах точности эксперимента соударения молекул O_2 с O_2 и O_2 с N_2 приводят к одинаковому уширению. Поэтому поглощение радиоволн кислородом в воздухе про-

порционально содержанию O_2 . Это обстоятельство учтено в формуле (7) и во всех расчётах (рис. 2 и др.).

Значение $(\Delta\nu/c) = 0,02 \text{ см}^{-1}$ хорошо совпадает с газокинетическим значением (6). При $(\Delta\nu/c) = 0,02$ тонкая структура полосы поглощения ещё несколько разрешается, в то время как при $(\Delta\nu) = 0,05 \text{ см}^{-1}$ это уже не имеет места (см. рис. 2). В табл. II приведены вычисленные значения χ в дб/км для воздуха при $T = 293^\circ$ и атмосферном давлении.

В табл. II для $(\Delta\nu/c) = 0,02$ значения χ в самой полосе поглощения

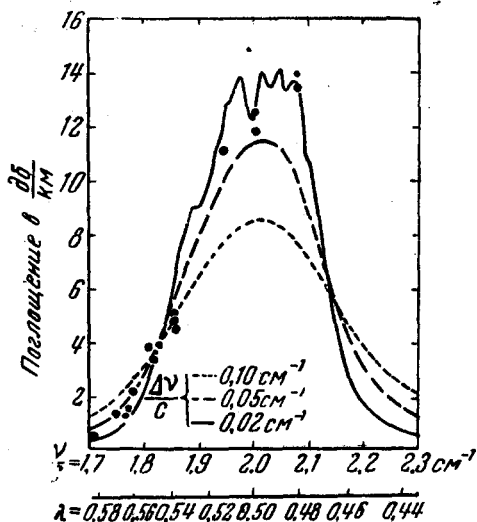


Рис. 2. Поглощение в сухом воздухе (21% O_2) при $T = 300^\circ$, $p = 760 \text{ мм Hg}$. Кружками указаны экспериментальные значения.

Таблица II
Значения χ в дб/км для воздуха

$\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c}$	$\frac{\Delta\nu}{c} = 0,02 \text{ см}^{-1}$	$\frac{\Delta\nu}{c} = 0,05 \text{ см}^{-1}$
0,1 см^{-1}	0,0066	0,014
0,33	0,0072	0,018
0,67	0,0089	0,022
0,80	0,010	0,026
1,0	0,014	0,036
1,3	0,033	0,083
1,5	0,077	0,192
1,6	0,141	0,35
1,7	0,32	0,74
1,77	1,06	0,83
1,8	1,99	—
1,85	5,09 — 5,5	5,4
1,90	8,9 — 9,9	—
1,95	12,0 — 13,5	—
2,00	12,9 — 14,1	12,0
2,05	13,9 — 14,8	—
2,08	—	10,7
2,10	9,5 — 13,1	—
2,15	5,0	5,7
2,2	1,70	3,3
2,3	0,51	1,2
2,5	0,19	0,48
5	0,03	0,073

даны в известных пределах в силу недостаточно точного знания собственных частот линий, приведённых в табл. I (в табл. I приведены вычисленные значения, отличающиеся от экспериментальных значений во втором знаке; см. ²). В табл. II не учтено наличие слабой линии при $(\nu/c) = 4 \text{ см}^{-1}$; эта линия показана на рис. 3, на котором сплошная кривая относится к поглощению водяным паром (см. ниже), а пунктирная — к поглощению кислородом. Поглощение в воздухе, обусловленное кислородом, при $\lambda > 10 \text{ см}$ показано на рис. 4.

В этой области практически всё поглощение вызвано третьим, нерезонансным членом в формуле (7). Этот член совпадает с полу-

Рис. 3. Теоретические кривые для поглощения в атмосфере при $T = 293^\circ$ и $p = 760$ мм Hg. Пунктирная кривая относится к кислороду $[(\Delta\nu/c) = 0,02 \text{ см}^{-1}]$. Сплошная кривая — поглощение водяным паром $[\rho = 7,5 \text{ г/м}^3, (\Delta\nu/c) = 0,1 \text{ см}^{-1}]$.

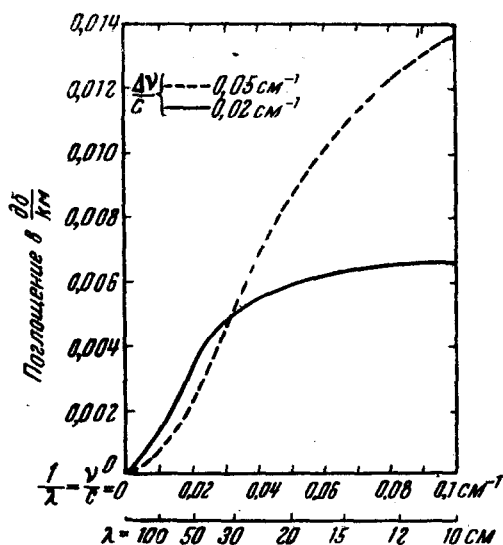
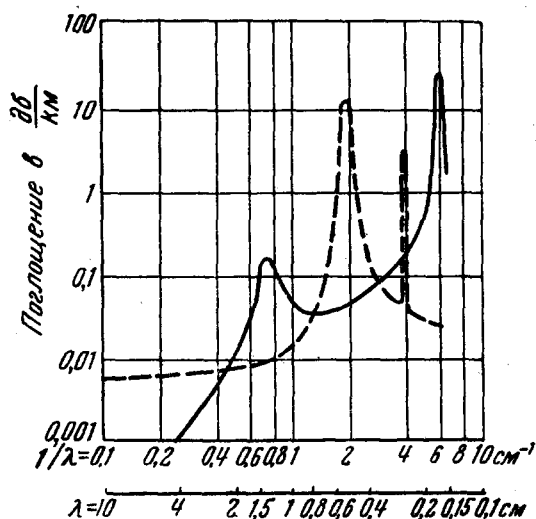


Рис. 4. Поглощение (теоретическое) в сухом воздухе при $T = 293^\circ$ и $p = 760$ мм Hg.

чаемым по формуле (4), если положить $p^2 = \frac{8}{3} \left(\frac{eh}{4\pi mc} \right)^2$, как это и нужно сделать для кислорода (см. ²). Из рис. 2, 3, 4 явствует, что поглощение микрорадиоволн в атмосфере, обусловленное кислородом,

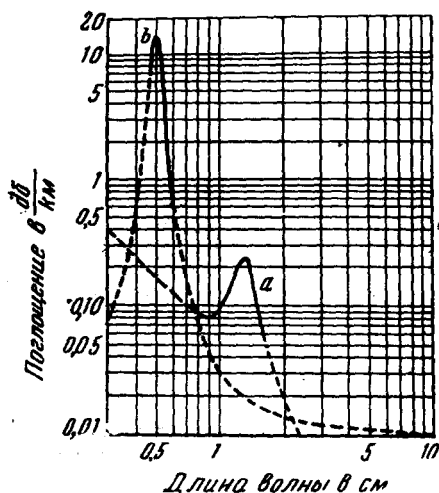


Рис. 5. Поглощение в атмосфере ($p = 760$ мм Нг), обусловленное кислородом (кривая a , 21% O_2) и водяным паром (кривая b ; $\rho = 10$ г/м³). Сплошные части кривых по троем на основании экспериментальных данных.

ходы для H_2O лежат в миллиметровом диапазоне: самому длинноволновому переходу $(+ + 2_2) \rightarrow (- - 3_{-2})$ отвечает $\lambda \cong 1,62$ мм.

В случае молекулы воды, в отличие от молекулы кислорода, диагональные матричные элементы $p_{ii} = 0$, и, таким образом, нерезонансное поглощение отсутствует. Поглощение, вызванное одной линией $\lambda \cong 1,35$ см согласно формуле (2), в которую подставлены соответствующие численные значения для воды при $T = 293^\circ$, равно ³

$$\alpha_{,35} = \frac{\alpha \nu^2}{c^2} \left[\frac{\Delta \nu / c}{\left(\frac{1}{1,348} - \frac{\nu}{c} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \nu}{c} \right)^2} + \frac{\Delta \nu / c}{\left(\frac{1}{1,348} + \frac{\nu}{c} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \nu}{c} \right)^2} \right], \quad (8)$$

$$\alpha = 0,00350\rho = 2,63 \text{ г,}$$

в некоторых областях весьма велико. Так, в максимуме при $\lambda \cong 0,5$ см $\alpha \cong 15$ дб/км и интенсивность волны падает в 10 раз на пути всего в $2/3$ км. При $\lambda > 0,7$ см $\alpha < 0,1$ дб/км и поглощение заметно лишь на пути в многие десятки километров; наконец, при $\lambda > 3$ см, $\alpha \leq 0,01 - 0,02$ (см. табл. II) и волна затухает в 10 раз на пути в 500—1000 км. Для удобства часть кривой рис. 3 воспроизведена несколько более детально на рис. 5 (см. ⁵; значение $\Delta \nu / c$ на этом рисунке больше $0,02$ см⁻¹ и точно не указано).

Поглощение радиоволн водяным паром в сантиметровой области обусловлено радиационным переходом молекулы $(- + 5_{-1}) \rightarrow (- + 6_{-5})$, которому отвечает длина волны $\lambda = 1,3481$ см. Все другие пере-

где ρ — число граммов водяного пара в 1 м^3 воздуха и q — относительная концентрация молекул воды в воздухе ($q = \frac{N_{\text{H}_2\text{O}}}{2,7 \cdot 10^{19}}$). В отличие от кислорода, в случае воды нужно учесть также влияние ряда других сильных линий, расположенных при меньших длинах волн. Вычисление по формуле (2) приводит, для этого поглощения, от «отдалённых» линий, к значению³

$$\chi_{\text{отд}} = 0,0116 \rho \frac{\Delta\nu \cdot \nu^2}{c^2} = 8,7q \frac{\Delta\nu \cdot \nu^2}{c^2}. \quad (9) \quad \checkmark$$

Некоторые экспериментальные значения χ/ρ для паров H_2O в воздухе приведены в¹ в табл. II § 6. При этом значения χ/ρ зависят от ρ , так как соударения молекул $\text{H}_2\text{O} - \text{H}_2\text{O}$ имеют сечение примерно в 5 раз большее, чем в случае соударений $\text{H}_2\text{O} - \text{O}_2$ или $\text{H}_2\text{O} - \text{N}_2$ (см.^{1,3}). В соответствии с этим

$$\text{при } \rho \rightarrow 0 \quad \frac{\Delta\nu}{c} = 0,087 \text{ см}^{-1},$$

$$\text{при } \rho = 18 \text{ г/м}^3 \quad \frac{\Delta\nu}{c} = 0,094 \text{ см}^{-1}$$

$$\text{и при } \rho = 50 \text{ г/м}^3 \quad \frac{\Delta\nu}{c} = 0,107 \text{ см}^{-1}$$

(давление воздуха везде атмосферное). Вычисленные по формулам (8) и (9) значения χ/ρ приведены в табл. III для $T = 293^\circ$ и $(\Delta\nu/c) = 0,1 \text{ см}^{-1}$. Полное теоретическое значение $\chi = \chi_{1,35} + \chi_{\text{отд}}$. Сравнение с экспериментом показывает^{13,1}, что формула (8) справедлива, в то время как экспериментальное значение $\chi_{\text{отд}}$ в 4—5 раз больше значения (9). В этом факте проявляется уже упоминавшаяся ненадёжность формул (1) — (2) вдали от центра линии.

Таблица III

Значения χ/ρ в $\text{дб} \cdot \text{м}^3/\text{км} \cdot \text{г}$ при $(\Delta\nu/c) = 0,1 \text{ см}^{-1}$

λ	ν/c	$\frac{\chi_{1,35}}{\rho}$	$\frac{\chi_{\text{отд}}}{\rho}$	$\frac{\chi}{\rho} = \frac{\chi_{1,35} + \chi_{\text{отд}}}{\rho}$	$\left(\frac{\chi}{\rho}\right)_{\text{пэ}} = \frac{\chi_{1,35} + 4,5\chi_{\text{отд}}}{\rho}$
10 см	0,11 см ⁻¹	0,000133	0,000013	0,00016	0,00007
3	0,333	0,000256	0,00013	0,00039	0,00084
2	0,50	0,00136	0,00029	0,00165	0,00266
1,5	0,667	0,0101	0,00052	0,0106	0,0124
1,428	0,700	0,0147	0,00057	0,0153	0,0173
1,350	0,740	0,0197	0,00064	0,0199	0,0222
1,250	0,800	0,0168	0,00074	0,0175	0,0201
1,111	0,900	0,0082	0,00095	0,0092	0,0125
1,00	1,000	0,0047	0,00116	0,0059	0,0099
0,667	1,500	0,00150	0,00262	0,00195	0,00412
0,500	2,000	0,00107	0,0047	0,0058	—
0,333	3,000	0,00085	0,013	0,014	—

В последнем столбце табл. III приведено полуэмпирическое значение $(\chi/\rho)_{пэ} = \frac{\chi_{1,35} + 4,5\chi_{отд}}{\rho}$ (для самых коротких волн значения не даны, так как в этой области измерений не было).

Экспериментальные значения χ/ρ , как указано, неплохо сходятся со значением $(\chi/\rho)_{пэ}$. Так, на опыте для $\lambda = 1,27$ см для всех ρ $(\chi/\rho)_{эксп} = 0,0230$ (см. табл. II), а значение $(\chi/\rho)_{пэ} = 0,0215$; для ряда точек различие ещё меньше (см. табл. IV).

При $T = 291^\circ$ (18°C) плотность насыщенного пара равна 15 г/м^3 и, таким образом, при относительной влажности 66% в атмосфере содержится 10 г/м^3 паров воды. При $\rho = 10 \text{ г/м}^3$ в максимуме поглощения ($\lambda \cong 1,33 \text{ см}$) $\chi = 0,25 \text{ дб/км}$ и, таким образом, интенсивность волны падает в 10 раз на пути в 40 км. Экспериментальные значения χ при $\rho = 10 \text{ г/м}^3$ приведены в табл. IV, где в третьем столбце указаны также значения, полученные по формуле $\chi_{пэ} = \chi_{1,35} + 4,5\chi_{отд}$ при $(\Delta\nu/c) = 0,1 \text{ см}^{-1}$.

Таблица IV
Значения χ в дб/км при $\rho = 10 \text{ г/м}^3$

λ	$\frac{\nu}{c}$	$\chi_{эксп}$	$\chi_{пэ}$ $\left(\frac{\Delta\nu}{c} = 0,1 \text{ см}^{-1}\right)$
0,75	1,34	0,103	0,112
0,86	1,16	0,081	0,097
0,96	1,04	0,081	0,096
1,06	0,943	0,112	0,109
1,16	0,859	0,149	0,148
1,22	0,817	0,189	0,185
1,27	0,786	0,230	0,215
1,33	0,751	0,245	0,225
1,37	0,730	0,224	0,213
1,49	0,671	0,131	0,129
1,69	0,592	0,049	0,056

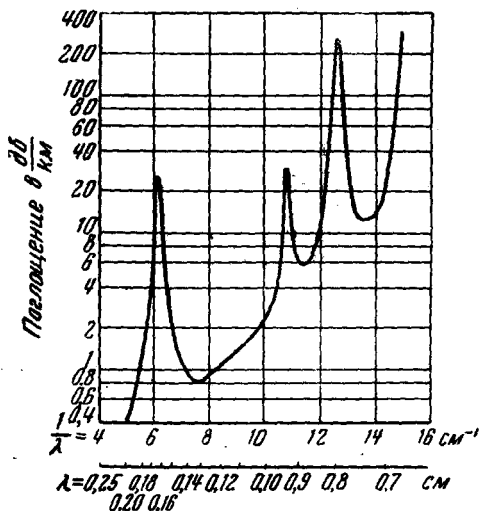


Рис. 6. Теоретическая кривая для поглощения водяным паром в миллиметровом диапазоне для $\rho = 7,5 \text{ г/м}^3$ и $\Delta\nu = 0,11 \text{ см}^{-1}$.

Поглощение водяным паром показано также сплошной линией на рис. 3 для $T = 293^\circ$ и $\rho = 7,5 \text{ г/м}^3$, что соответствует содержанию 1% молекул воды в атмосфере. При этом использована формула

$$\chi = \chi_{1,35} + \chi_{отд} \quad \text{с} \quad \frac{\Delta\nu}{c} = 0,1 \text{ см}^{-1}.$$

На рис. 5 также приведено поглощение для $\rho = 10 \text{ г/м}^3$ предположения, на которых основаны вычисления, не указаны⁵. Однако, поскольку часть кривой совпадает с опытными данными, кривая соответствует величине $\chi_{\text{пэ}}$.

Не следует забывать, что в ряде случаев (особенно в тропиках) плотность пара в атмосфере может быть значительно выше, чем 10 г/м^3 .

Поглощение водяным паром в атмосфере в миллиметровом диапазоне ясно из рис. 6, построенного³ для $\rho = 7,5 \text{ г/м}^3$ и $\frac{\Delta\nu}{c} = 0,11 \text{ см}^{-1}$. Суммарное поглощение кислорода и водяного пара определяется, очевидно, просто суммой значений χ для O_2 и H_2O .

Выше предполагалось, что в атмосфере отсутствует конденсированная вода, что не имеет места во время дождя, снегопада, в тумане и в облаках. Поглощение конденсированной водой, которое, как ясно из дальнейшего, при $\lambda < 10 \text{ см}$ может быть заметно, обусловлено истинным поглощением энергии в капельках и рассеянием излучения на этих каплях; поскольку рассеянные волны уходят в основном в сторону, рассеяние приводит к ослаблению проходящей волны. Для волн $\lambda < 10 \text{ см}$ потери в воде (связанные с мнимой частью комплексной диэлектрической постоянной) весьма велики, и для малых капель (туман, облака) основным является эффект истинного поглощения^{*}). Рассеяние (в сантиметровом диапазоне) нужно принимать во внимание лишь в дождевых каплях. Мы не собираемся останавливаться на этом круге вопросов сколько-нибудь подробно, но даём на рис. 7 график значений χ , имеющийся в⁵.

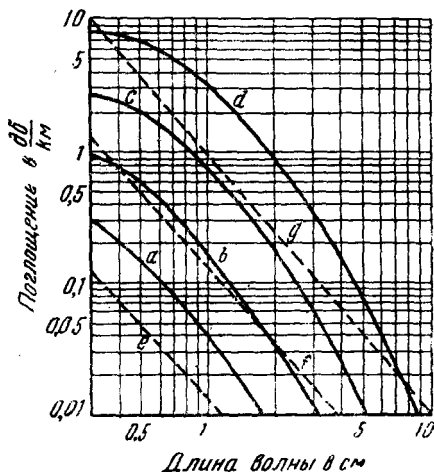


Рис. 7. Поглощение в дожде, тумане и облаках. Сплошные кривые относятся к поглощению в дожде: (a) — для дождя, дающего осадок $h = 0,25 \text{ мм/час}$ (очень слабый дождь); (b) — для дождя с $h = 1 \text{ мм/час}$ (слабый дождь); (c) — для дождя с $h = 4 \text{ мм/час}$ (средний дождь); (d) — для ливня $h = 16 \text{ мм/час}$. Пунктирные кривые указывают поглощение в тумане и облаках: (e) — плотность конденсированной воды $\rho = 0,032 \text{ г/м}^3$ (видимость 600 м); (f) — $\rho = 0,32 \text{ г/м}^3$ (видимость 120 м); (g) — $\rho = 2,3 \text{ г/м}^3$ (видимость 30 м).

^{*}) Малыми могут считаться капли, диаметр которых много меньше λ/n , где λ — длина волны в вакууме и n — показатель преломления воды для данной длины волны.

Этот график построен на основании многочисленных ещё не опубликованных расчётов и, повидимому, является весьма доброкачественным. Опытная проверка подтверждает⁵ данные рис. 7. Дождь характеризуется на этом рисунке осадком, который он даёт в час. Для тумана и облаков приведена плотность конденсированной воды в 1 м³ воздуха. Для сравнения указаны (в подписи под рисунком) также ориентировочные расстояния, на которых в соответствующем тумане или облаке можно видеть предметы глазом.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, Радиоспектроскопия молекул, УФН, **31**, 320 (1947).
 2. J. H. van Vleck, Поглощение микрорадиоволн в кислороде, Phys. Rev., **71**, 413 (1947).
 3. J. H. van Vleck, Поглощение микрорадиоволн в водяном паре, Phys. Rev., **71**, 425 (1947).
 4. G. W. King, R. M. Hainer and P. C. Cross, Ожидаемое поглощение микрорадиоволн водой и некоторыми родственными молекулами, Phys. Rev., **71**, 438 (1947).
 5. L. N. Ridenour (редактор), Radar System Engineering, § 2, 15, N. Y. a. London (1947).
 6. J. H. van Vleck a. V. F. Weisskopf, О форме линий, уширённых в результате соударений, Rev. Mod. Phys., **17**, 227 (1945).
-