

17. 赤外域ヘテロダインラジオメータによる大気成分検出

Detection of Atmospheric Constituent Using Infrared Heterodyne Radiometer

田沼 徹 伊東 克能 橋本 勉
Toru TAJIME Katsuyoshi ITO Tsutomu HASHIMOTO

三菱電機 鎌倉製作所
Mitsubishi Electric Corp., Kamakura Works

1. まえがき

ヘテロダイン検波(HD)によるインコヒーレント光の検出は、空間的、スペクトル的に高分解能で高感度であるため、大気汚染分子の検出⁽¹⁾⁽²⁾や赤外天文学として天体大気の観測等に有用である。その測定は分子の熱輻射光を検出したり、物体からの熱輻射光の分子による吸収を検出する事によってなされている。

ここでは太陽のような熱輻射物体を光源として、大気分子の吸収によって生じた熱輻射光の減衰を、このようなヘテロダインラジオメータで検出し、大気分子の成分量を測定する場合の測定方式、検出感度、干渉効果等について検討したのでその結果を報告する。

2. 受信入力と等価雑音入力

温度Tの黒体からの熱輻射光による周波数fにおけるHD受信入力 P_r は次式で表わされる。

$$P_r = \frac{2\tau_a \tau_r h f B}{e^{hf/kT} - 1} \quad (1)$$

ただし、 τ_a 、 τ_r は大気および受信望遠鏡の透過率、

Bは中間周波増中器のバンド巾である。またHD

方式の等価雑音入力 P_n^H は量子雑音で決められ、 η

をそれぞれミキサの量子効率、積分器の時定数とすると式(2)で与えられる。

$$P_n^H = \frac{2hf}{\eta} \left(\frac{B}{\tau}\right)^{1/2} \quad (2)$$

図1に式(1)、(2)の受信入力および等価雑音入力を単位周波数当りの光入力で表わし、その波長特性を示す。この図からHD方式は、大気分子のfinger printのある赤外域において十分なS/Nが得られ、有効である事がわかる。

一方直接検波方式における等価雑音入力 P_n^D は式(3)で表わされる。

$$P_n^D = \frac{\sqrt{A\tau}}{D^*} \quad (3)$$

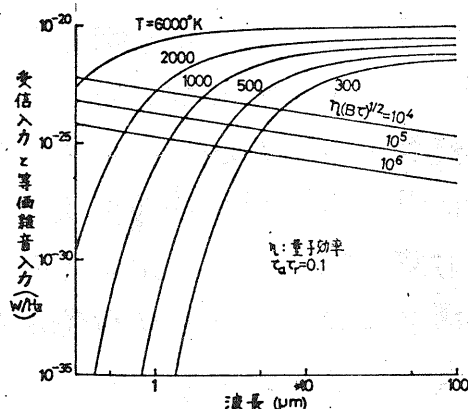


図1 受信入力と等価雑音入力

ここで、 D^* はdetectivity、 A は検出器の受光面積である。図2にHD方式と直接検波方式の比較のために、各々の等価雑音入力を B に対して示す。HD方式は直接検波方式に比べて、 B が小さくなると等価雑音入力も減少するため、高分解能になっても高感度検出が可能であり、同調可能レーザを用いればこのような赤外域ヘテロダインラジオメータ(IHR)により、高分解能分光器として大気吸収スペクトル等の観測が行なえる。

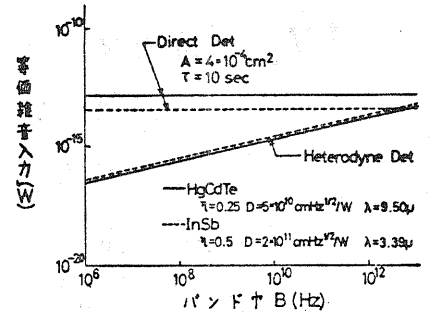


図2 等価雑音力のバンド巾特性

3. 大気成分の検出

3.1 差分吸収法の構成

測定しようとする分子の成分量を求める場合、一般に差分吸収法が用いられ、IHRによる測定では図3に示す構成方法が考えられる。

図3(a)に示す方法はレーザレーダや長光路吸収法において一般に用いられているもので、レーザの2波長発振方式によるものである。図3(b)の方法はIHRに固有な方法で、中間周波増中器の増中帯域切換えによって差分吸収法を実現するものである。

後者の方法は前者に比べてレーザ発振器の構成が簡単になるため、レーザ発振周波数の安定性を容易に保てる。特に高層大気中における測定のように吸収線が熱拡がりによって数十MHzの半値中しかない場合には、この方法は測定精度の低下を防ぐ意味で有効である。しかレミキサの周波数応答がせいぜい1.5GHz程度しかないため、この方法では2つの受信領域を十分分離する事ができない。このため、例えば1気圧位の大気中での測定に用いると、吸収線が圧力拡がりによって0.1cm⁻¹位に拡がっているので、2つの受信領域における吸収量の差を大きくとれず、測定精度の低下をきたす。したがって前者の方法は地表面上におけるように気圧の高い所での測定に、後者の方法は高層大気中のように気圧の低い所での測定に適していると言える。

3.2 検出感度

図3(a)に示した受信周波数領域(I)、(II)で受信できる信号入力 P_1 、 P_2 は、被測定分子および干渉成分の光学密度を各々 $\alpha_{mol}(f)$ 、 $\alpha_{int}(f)$ 、局部レーザ発振器の

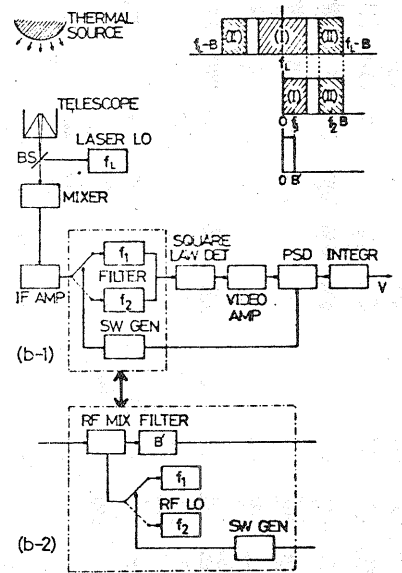
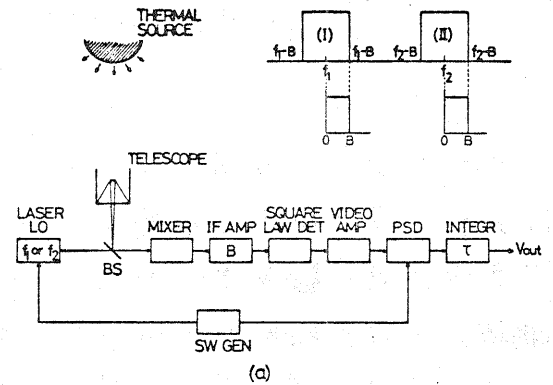


図3 IHR大気成分検出装置の差分吸収法構成図

発振周波数を f_i とすると次のように表わされる。

$$P_i = T_r \int_{f_i-B}^{f_i+B} \frac{hf}{e^{hf/kT} - 1} \cdot \exp[-\{\alpha_{mol}(f) + \alpha_{int}(f)\}] df \quad (i=1, 2) \quad (4)$$

$\alpha_{int}(f)$ は積分範囲内で一定として、 P_1 と P_2 の比をとると式(5)のようになる。

$$\frac{P_1}{P_2} = \exp(-\Delta\alpha_{int}) \cdot \exp[-w(\Sigma_1 - \Sigma_2)] \quad (5)$$

ただし、

$$\Delta\alpha_{int} = \alpha_{int}(f_1) - \alpha_{int}(f_2) \quad (6a) \quad \Sigma_i = \frac{-\ln \left[\int_{f_i-B}^{f_i+B} \exp\{-\alpha_{mol}(f)\} df / 2B \right]}{w} \quad (6b)$$

ここで w は総成分量で、 $w|\Sigma_1 - \Sigma_2| \gg |\Delta\alpha_{int}|$ とすると、式(5)から次のように求まる。

$$w = \frac{1}{\Sigma_1 - \Sigma_2} \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (7)$$

したがって最小検出量 ΔW_{min} は次のようになる。

$$\Delta W_{min} = \frac{\sqrt{2}}{|\Sigma_1 - \Sigma_2|} \frac{1}{(S/N)} \quad (8a) \quad \frac{S}{N} = \frac{\eta \tau_a \tau_r}{e^{hf/kT} - 1} (B\tau)^{1/2} \quad (8b)$$

もし $|\Sigma_1 - \Sigma_2| = \Sigma_0$ で一定であれば、 ΔW_{min} は S/N の改善、言い換えれば B での増加と共に小さくなり、検出感度は向上する。

しかし $|\Sigma_1 - \Sigma_2|$ が B と共に変わる時、検出感度は B の増加によって必ずしも向上しない。例えば吸収線が熱拡がりで、 $\alpha_{mol}(f)$ が次式で与えられる場合を考える。

$$\alpha_{mol}(f) = w \Sigma_0 \exp\left[-\left(\frac{f-f_0}{\nu_0 u}\right)^2\right] \quad (9)$$

ただし、 f_0 は遷移周波数、 Σ_0 は $f=f_0$ での吸収断面積、 $\sqrt{2}\nu_0 u$ は吸収線の半直半幅に相当する。今 $w\Sigma_0 \ll 1$ 、 $f_1=f_0$ とすると式(6b)、(9)より Σ_1 は次のようになり、 Σ_1 は B の関数となる。

$$\Sigma_1 = \Sigma_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\text{erf}(B/\nu_0 u)}{B/\nu_0 u} \quad (10)$$

したがって ΔW_{min} は、 $\Sigma_2=0$ とすると式(8)、(10)より式(11)で表わされ、 $B=\nu_0 u$ の時最適検出感度が得られる。

$$\Delta W_{min} = 2\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{e^{hf/kT} - 1}{\eta \tau_a \tau_r \Sigma_0} \frac{1}{(\nu_0 u \tau)^{1/2}} \frac{B/\nu_0 u}{\text{erf}(B/\nu_0 u)} \quad (11)$$

3.3 干渉効果

受信周波数領域において、被測定分子以外に他の分子の吸収があると、式(6a)に示した差分値によって干渉誤差 ΔW_{int} を生ずる。

$$\Delta W_{int} = \left| \frac{\Delta\alpha_{int}}{\Sigma_1 - \Sigma_2} \right| \quad (12)$$

ΔW_{min} は被測定分子の濃度 ΔN_{min} と測定距離 l の積で表わされるから、一般的には l を長くすれば低濃度を測定できるわけであるが、干渉によって最小検出量は $\Delta W_{min} < \Delta W_{int}$ なる制限を受け、測定できる分子濃度には下限が存在する。

$|\Sigma_1 - \Sigma_2| = \Sigma_0$ で一定の場合には、測定可能な最小分子濃度 ΔN_{mea} は上記の条件より次のように求まる。ただし、干渉成分の濃度および吸収断面積の差分値をそ

それぞれ N_{int} 、 $\Delta\Sigma_{int}$ として、 $\Delta d_{int} = N_{int} \cdot \Delta\Sigma_{int}$ なる関係を用いた。

$$\Delta N_{mea} = N_{int} \frac{\Delta\Sigma_{int}}{\Sigma_1 - \Sigma_2} \quad (13)$$

この ΔN_{mea} を検出するのに必要な距離 l_{mea} と $(S/N)_{mea}$ との関係は、式(8)、(13)より次のように表わされる。

$$l_{mea} = \frac{\sqrt{2}}{N_{int} \Delta\Sigma_{int} (S/N)_{mea}} \quad (14)$$

一方 Σ_1 が式(11)で表わされる場合(Σ_2 は零とする)、 ΔW_{min} は $B=2\nu_0$ で極小値となるため、 $(\Delta W_{min})_{opt} > (\Delta W_{int})_{opt}$ の時、すなわち l_{mea} が

$$l_{mea} < \frac{1}{N_{int} \Delta\Sigma_{int}} \frac{\sqrt{2}}{(S/N)_{opt}} \quad (15)$$

の時、 ΔN_{mea} は干渉によるよりも量子雑音によって支配され、式(16)で与えられる。ただし添え字 opt は B として ν_0 を用いる事を意味する。

$$\Delta N_{mea} = \frac{(\Delta W_{min})_{opt}}{l_{mea}} = \frac{1}{(\Sigma_1)_{opt} l_{mea}} \frac{\sqrt{2}}{(S/N)_{opt}} \quad (16)$$

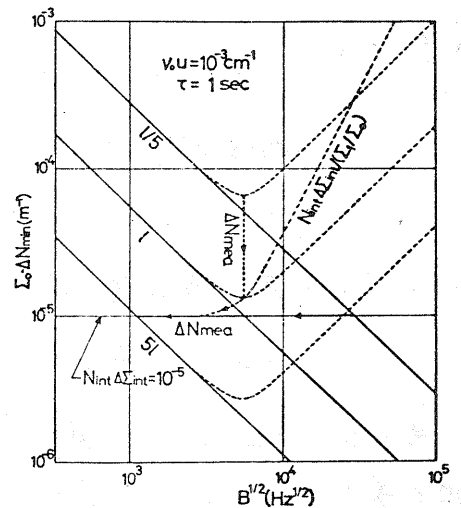


図4 測定可能濃度と測定距離、バンド中の間の関係

もし l_{mea} が式(15)を満たさなくなった時、 ΔN_{mea} は干渉によって支配され式(13)で、またその時の l_{mea} と $(S/N)_{mea}$ の関係は式(14)でそれぞれ与えられる。以上述べてきた ΔN_{mea} と l_{mea} 、 B の間の関係を Σ_1 が一定の時とそうでない時について図4に示す。

以上吸収線が熱拡がりの場合を例にとり述べてきたが、圧力拡がりの場合についても同様な事が言える。表1に $N_{int} \Delta\Sigma_{int} = 10^5 m^{-1}$ の干渉がある場合に、 $B=10 MHz$ 、 $\tau=1 sec$ 、 $\lambda T=10^4 \mu m^\circ K$ ($S/N=20 dB$) として、地表面上の O_3 、 C_2H_4 、 NH_3 を検出した時に得られる最小検出量と測定可能な濃度を示す。例えば O_3 では1 kmの測定距離をとれば、干渉に左右されず11 ppb近検出でき、環境濃度の測定ができる。

表1 分子の最小検出量と測定可能濃度⁽⁴⁾

レーザ	波長λ(μm) (空気)	分子	Σ_1 (atm·cm) ⁻¹ (300°K, 1atm)	N_{min} (ppm in 1 m)	N_{mea} (ppb)
CO ₂ 001-020 P(14)	9.501	O ₃	12.7	11	7.9
CO ₂ 001-100 P(14)	10.529	C ₂ H ₄	29.1	4.9	3.4
CO ₂ 001-100 P(32)	10.716	NH ₃	15.0	9.4	6.7

ただし $N_{int} \Delta\Sigma_{int} = 10^5 m^{-1}$, $S/N=20 dB$ ($B=10 MHz$, $\tau=1 sec$, $\lambda T=10^4 \mu m^\circ K$, $\eta(\alpha\tau)=0.1$)

4. むすび

熱輻射物体を光源として用い、差分吸収法から分子の成分量を求めるIHRについて検討し、有効である事がわかった。ここで述べた差分吸収法の構成は、分子の熱輻射光から、その成分量を求める場合にも適用できる。またIHRを用いて分子の微分吸収スペクトルを検出し、成分量を測定する事も可能である。

文献 (1) R. T. Menzies, Appl. Phys. Lett. 22 (June 1973). (2) 四方, 藤井, 斎藤 信学会量工研賀

OQE 75-22 (1975). (3) D. W. Peterson et al. Nature, 250, 128 (July 12, 1974).

(4) R. R. Patty et al., Applied Optics, 13, 12, 2850 (Dec. 1974)