

II. 光学定数

a) やり方

- (i) 実験データに合うよう、 $\epsilon_2(\omega)$ を決める。 $\epsilon_2(\omega) > 0$
- (ii) K-K関係から $\epsilon_1(\omega)$ を計算する。

$$\epsilon_1(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{x\epsilon_2(x)}{x^2 - \omega^2} dx, \quad (2.1)$$

(b) グラファイト

- i) $\epsilon_{\perp}(\omega)$ 結晶軸に垂直な成分 非常に多くの実験があるが、一致は良くない。
 $\epsilon_{\perp} = 1 + \delta\epsilon_{\perp b} + \delta\epsilon_{\perp f}$ (Philipp 1977) $\delta\epsilon_{\perp b}$ =バンド間,
 $\delta\epsilon_{\perp f}$ =自由電子 はドルーデ モデルで次のように与えられる。

$$\delta\epsilon^f = \frac{-(\omega_p \tau)^2}{(\omega\tau)^2 + i\omega\tau}$$

ここに、プラズマ振動数、 $h\omega_p = 0.44\text{eV}$ 、
 衝突時間 $\tau = \tau_{\text{BULK}} = 2 \cdot 10^{-13}\text{s}$

——> 直流電気伝導率 $= \omega_p^2 \tau / 4\pi = 7 \cdot 10^{15} / \text{s} = 8 \cdot 10^3 / \text{ohm/cm}$
 $= 3 \times$ 測定値 (Soule 1958) に注意

$\text{Im}(\delta\epsilon_{\perp b}) = \epsilon_{\perp, 2} - \text{Im}(\delta\epsilon_{\perp f})$ で求める。

$\epsilon_{\perp, 2}$ の選択 エネルギー

$0.001\text{eV} < \hbar\omega < 1\text{eV}$ Philipp 1977

$1\text{eV} < \hbar\omega < 2\text{eV}$ Tosatti, Bassani 1970 + Philipp 1977

$2\text{eV} < \hbar\omega < 33\text{eV}$ Tosatti, Bassani 1970の4-6eVに変更

2200Aのフィットを良くした。変更は誤差範囲内。

$33\text{eV} < \hbar\omega$ Hagemann, Gudat, Kunz 1974, 1975

——> K-K関係で、 $\text{Im}(\delta\epsilon_{\perp b})$ から、 $\text{Re}(\epsilon_{\perp} - \delta\epsilon_{\perp f})$ を計算する。

ii) $\epsilon_{\parallel}(\omega)$ $\epsilon_{\parallel} = 1 + \delta\epsilon_{\parallel b} + \delta\epsilon_{\parallel f}$ K-K——> $\text{Re}(\epsilon_{\parallel})$

$\epsilon_{\parallel, 2}$ の選択 エネルギー

$0.015\text{eV} < \hbar\omega < 0.5\text{eV}$ Venghaus 1977 Drudeにフィット $\delta\epsilon_{\parallel f}$

——> $h\omega_p = 0.101\text{eV}$ 、 $\tau = 1.4 \cdot 10^{-14}\text{s}$

$\omega_p^2 \tau / 4\pi = 30 / \text{ohm/cm}$

$0.1\text{eV} < \hbar\omega < 3\text{eV}$ Venghaus 1977 ($1\text{eV} < \hbar\omega$)につなぐ。

$3\text{eV} < \hbar\omega < 6\text{eV}$ Venghaus 1977

$6\text{eV} < \hbar\omega < 6.5\text{eV}$ つなぎ

$6.5\text{eV} < \hbar\omega < 21\text{eV}$ Tosatti, Bassani 1970

$21\text{eV} < \hbar\omega < 25\text{eV}$ つなぎ

$25\text{eV} < \hbar\omega$ Hagemann, Gudat, Kunz 1974, 1975

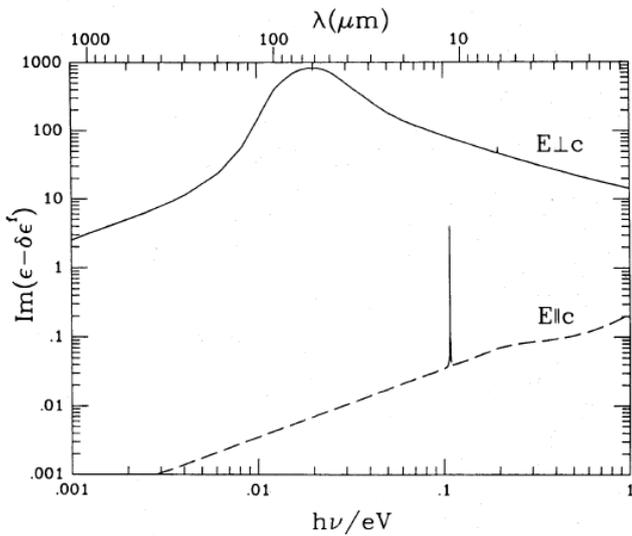


FIG. 1a

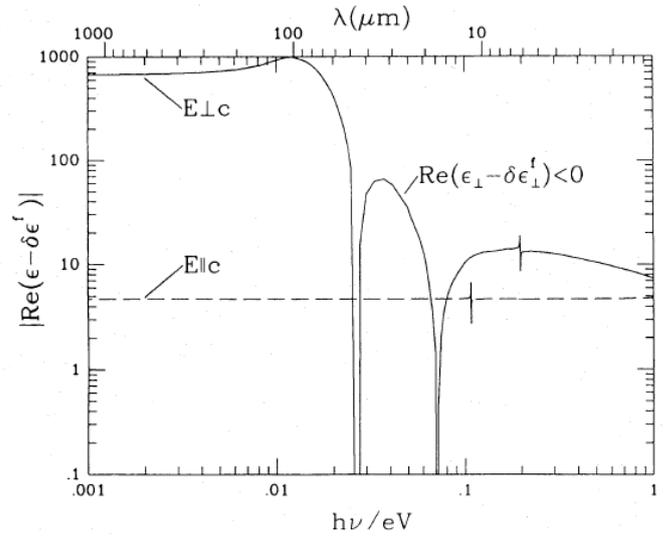


FIG. 1b

図1 1eV以下の誘電率。

左: $\text{Im}(\epsilon - \delta\epsilon^f) = \text{Im}(\delta\epsilon^b)$ の計算値。右: $\text{Re}(\epsilon - \delta\epsilon^f) = 1 + \text{Re}(\delta\epsilon^b)$

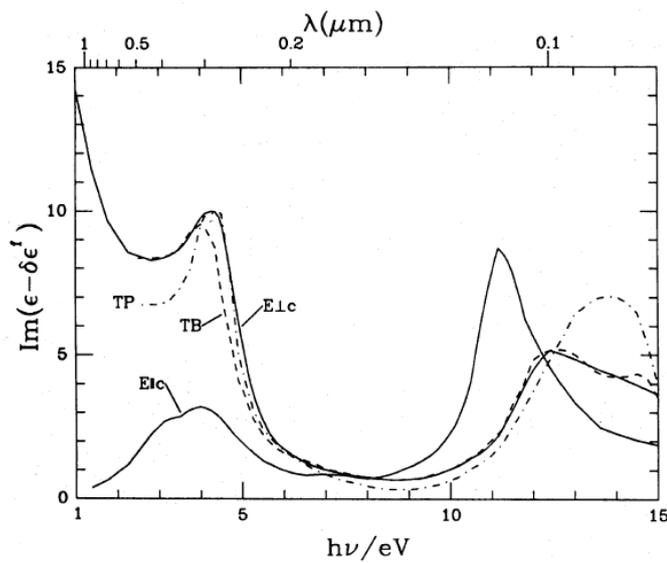


FIG. 2a

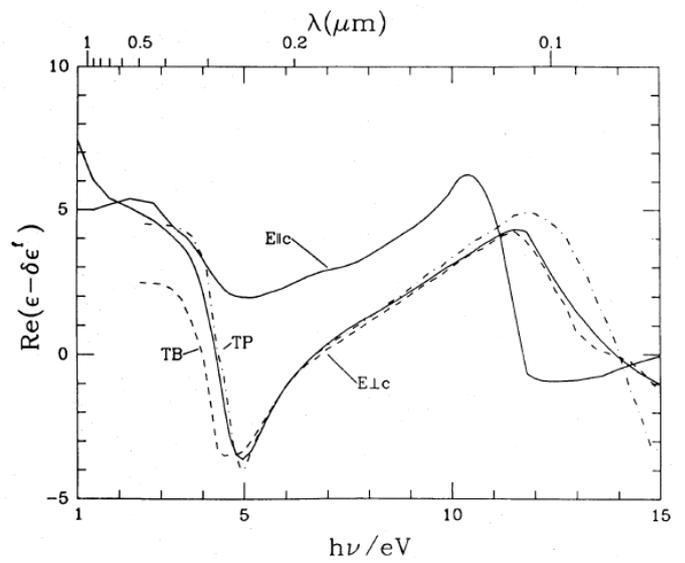


FIG. 2b

図2 1eV以上でのε

iii) ε 温度依存性

グラファイト結晶軸に垂直方向の電気伝導率には温度依存 \leftarrow プラズマ振動数、キャリア密度

McClure 1958: T=4. 2、77、298Kでのプラズマ振動数、キャリア密度

この結果を用いて、

$$\omega_p^2 = 4\pi e^2 \left(\frac{n_e}{m_{*,e}} + \frac{n_h}{m_{*,h}} \right), \quad (2.3)$$

$$\tau_{\text{bulk}} = \left(\frac{n_e \tau_e}{m_{*,e}} + \frac{n_h \tau_h}{m_{*,h}} \right) \left(\frac{n_e}{m_{*,e}} + \frac{n_h}{m_{*,h}} \right)^{-1}, \quad (2.4)$$

を2次式(3点だから)でフィットした。

結晶軸に平行な電子伝導率はT=25-300K で一定。

TABLE 1

FREE ELECTRON AND RESONANCE PARAMETERS FOR GRAPHITE

Quantity	$E \perp c$	$E \parallel c$
ω_p (10^{14} s^{-1})	$4.33(1 - 6.24 \times 10^{-3}T + 3.66 \times 10^{-5}T^2)^a$	1.53^b
τ_{bulk} (s)	$\frac{4.2 \times 10^{-11}}{1 + 0.322T + 0.00130T^2}^a$	$1.4 \times 10^{-14}^b$
T_F (K)	255^c	255^c
v_F (cm s^{-1})	$4.5 \times 10^7^a$	$3.7 \times 10^6^a$
$2\pi c/\omega_0$ (μm)	6.301^d	11.53^d
S	0.031^d	0.004^d
γ	0.003^d	0.001^d

iv) 微小サイズ効果

Hecht 1981: サイズが小さくなると、自由行程の長さが粒子サイズより大きくなり、有効誘電率が変化する。

最も単純なこの効果の導入は、

$$\tau^{-1} = \tau_{\text{bulk}}^{-1} + \frac{v_{\text{eff}}}{\beta a}, \quad (2.5)$$

ここに、B = 補正ファクター=1

$$v_{\text{eff}} = v_F(1 + T/T_F)^{1/2}, \quad (2.6)$$

ここに、 $v_F = (2kT_F/m^*, e)1/2 =$ フェルミエネルギー $T_F = 255\text{K} =$ フェルミ温度

表1の τ_{BULK} , v_F 数字を用いて、以下の領域で τ_{\perp} が最大ファクター2減少する。

$$a < a_{\text{CRIT}} = \tau_{\text{BULK}} \cdot v_F = 1.9 \cdot 10^{-3} \text{cm} / (1 + 0.322T + 0.0013T^2)$$

例えば、T=30Kで $a_{\text{CRIT}} = 1.6\mu$ であるから、サブミクロン粒子の自由電子による赤外特性は影響を受ける。

v) グラファイトの赤外共鳴

最近、グラファイトに光学的に活性な格子振動が2つ発見された。

$$\Delta\epsilon = S \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} - i\gamma \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{-1} \quad \text{パラメターは表1}$$

vi) 結果

$\Delta \epsilon$ と $\Delta \epsilon_f$ は K-K 関係を満たす。したがって、 $\text{Im}(\epsilon - \Delta \epsilon - \epsilon_f)$ のみが K-K により $\text{Re}(\epsilon)$ を計算する必要がある。

結果は Draine 1984b に表とした。

c) 天体シリケート

		FWHM(μ)	Half-power	Point	
形は放射も吸収も同じ:	Gillett et al 1975	トラペジウムと分子雲	3.5	8.5	12
もっと細いのがある:	Merrill, Stein 1975	RW Cyg	2.8	9.2	12
	Aitke 1981				

2成分: Miyata et al 2000

オリビン光学定数: Huffman Stapp 1973

それによるダストモデル: MRN, Hong, Greenberg 1980

問題はこれだと幅が狭すぎる。——> 変更が必要

輻射ダメージオリビン: Kratschmer, Huffman 1979

非晶質オリビンスモーク: Day 1979, Stephens, Russell 1979, ApJ, 228, 780

——> 改善されたが、まだ幅が足りない。——> 天体シリケートが必要

FIR

ミラ10星の16-39スペクトル——> $\kappa \propto \lambda^{-2}$ Forrest, McCarthy, Houck 1979

月の石のFIRも $\kappa \propto \lambda^{-2}$ Knack, Thompson 1973

理論 Andriessse 1974

吸収強度

観測に合わせるため(どうやってか Vc 章参照) $\kappa(9.6\mu) = 1 \cdot 10^4 \text{cm}^{-1}$

ダーティシリケートの誘電率 $\epsilon(\lambda < 8\mu) = 2.39 + 0.31 \cdot i$

Jones, Merrill 1976 1-5 μ で強い吸収必要

ダーティグラス玄武岩, $\epsilon = 2.3 + i \cdot 0.03$ ($0.7 < \lambda < 4.8\mu$) が μ Cep に合う

: Roger, Martin, Crabtree 1983

——> NIRではこの二つの間でかつ9.7 μ に滑らかにつなげるため、 $\epsilon_2(1\mu) = 0.1$ とする。

$\epsilon_2(4.5-16\text{eV}) < \text{——}$ 結晶オリビン Huffman, Stapp 1973

$\epsilon_2(>16\text{eV}) < \text{——}$ Al_2O_3 (HGK)

ϵ の計算

$\epsilon_2(\lambda < 6\mu)$ は上のデータを採用

$\epsilon_2(6\mu < \lambda) = 31$ 振動子

粒子は2:1のサイズ比のランダムな方向を向いたオブレート楕円体を仮定。

$\epsilon_1 < \text{——}$ $\epsilon_2 + K-K$

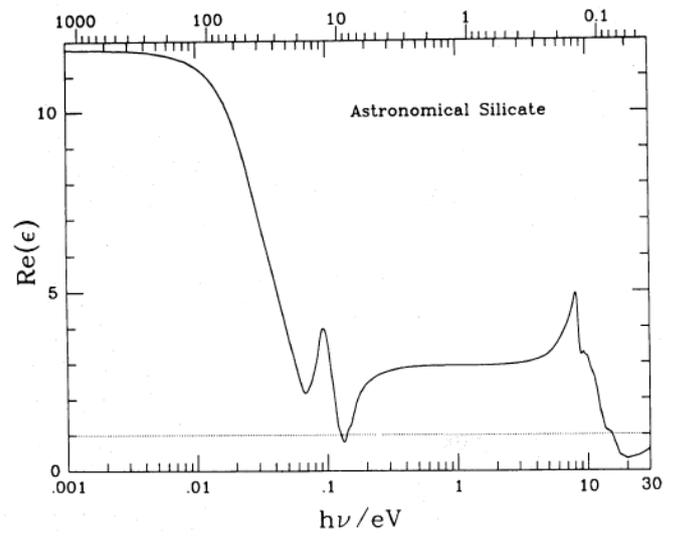
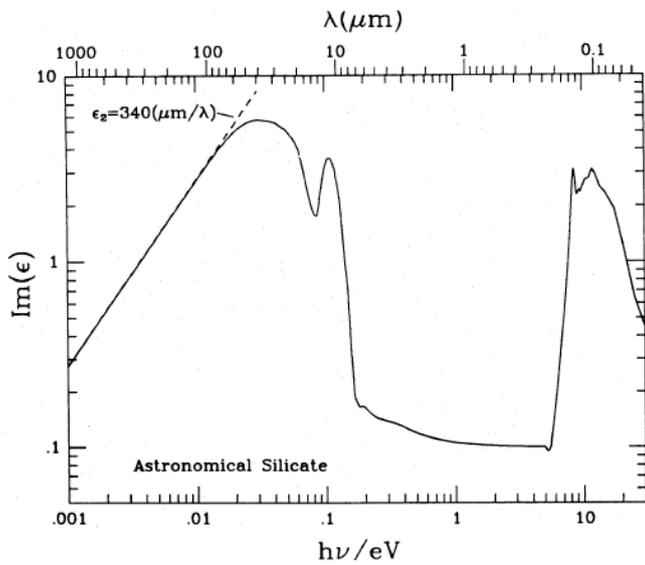


図3 天体シリケートの誘電率(0.001 < hν < 15eV) 20μ 吸収は？

III. 微小粒子と輻射

a) 双極子近似 (a/λ < 0.1)

p = α E, m = α M ここに α E, α M は分極率テンソル

$$C_{\text{abs}} = C_{\text{abs}}^e + C_{\text{abs}}^m, \quad (3.2)$$

$$C_{\text{abs}}^e = \frac{4\pi\omega}{c} \frac{E_i E_j^* \text{Im}(\alpha_{ij}^e)}{|E|^2} \rightarrow \frac{4\pi\omega}{c} \text{Im}(\alpha_E^e), \quad (3.3)$$

$$C_{\text{abs}}^m = \frac{4\pi\omega}{c} \frac{H_i H_j^* \text{Im}(\alpha_{ij}^m)}{|H|^2} \rightarrow \frac{4\pi\omega}{c} \text{Im}(\alpha_H^m), \quad (3.4)$$

$$C_{\text{sca}} = C_{\text{sca}}^e + C_{\text{sca}}^m, \quad (3.5)$$

$$C_{\text{sca}}^e = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\omega}{c}\right)^4 \frac{\alpha_{ij}^e E_j \alpha_{ik}^{e*} E_k^*}{|E|^2} \rightarrow \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\omega}{c}\right)^4 |\alpha_E^e|^2, \quad (3.6)$$

$$C_{\text{sca}}^m = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\omega}{c}\right)^4 \frac{\alpha_{ij}^m H_j \alpha_{ik}^{m*} H_k^*}{|H|^2} \rightarrow \frac{8\pi}{3} \left(\frac{\omega}{c}\right)^4 |\alpha_H^m|^2, \quad (3.7)$$

ここに、C は断面積、i, j に関しては足し算。右端は電場、磁場が主軸と揃った時。

$$\tau = ngr \cdot C_{\text{ext}} \cdot L$$

b) 回転楕円体の α E

主軸 j と電場の向きが揃った時、楕円体の α は、

$$\alpha_{jj}^e = \frac{V}{4\pi} \frac{\epsilon - 1}{(\epsilon - 1)L_j + 1}, \quad (3.11)$$

ここに、V = 粒子体積、L = 反分極ファクター。この時、吸収断面積 C_{abs} は

$$(C_{\text{abs}}^e)_j = \frac{\omega V}{c L_j^2} \frac{\epsilon_2}{(\epsilon_1 + L_j^{-1} - 1)^2 + \epsilon_2^2}. \quad (3.12)$$

回転楕円体になると、回転軸 a に沿っては、

$$L_a = \frac{1 - e^2}{e^2} \left[\frac{1}{2e} \ln \left(\frac{1 + e}{1 - e} \right) - 1 \right] \quad \text{for } a > b \text{ (prolate spheroid),} \quad (3.13)$$

$$L_a = \frac{1 + e^2}{e^2} \left(1 - \frac{1}{e} \tan^{-1} e \right) \quad \text{for } a < b \text{ (oblate spheroid),} \quad (3.14)$$

ここに、 $e^2 = |1 - (b/a)^2|$

a に垂直な方向 b に関しては、 $L_b = (1 - L_a)/2$ である。

c) コア・マントル回転楕円体の分極率 α

コアとマントルが共焦点の場合はラプラス方程式が解析的に解ける。回転軸を a 、赤道半径を b とする。コアとマントルに m と c の添字を付けて、

縦長回転楕円体(プロレート)

$$\begin{aligned} a_c &= (a_M^2 - b_M^2)^{1/2} \xi \\ b_c &= (a_M^2 - b_M^2)^{1/2} (\xi^2 - 1)^{1/2} \\ 1 < \xi < a_M / (a_M^2 - b_M^2)^{1/2} \end{aligned}$$

横長回転楕円体(オブレート)

$$\begin{aligned} a_c &= (b_M^2 - a_M^2)^{1/2} (\xi^2 - 1)^{1/2} \\ b_c &= (b_M^2 - a_M^2)^{1/2} \xi \\ 1 < \xi < b_M / (b_M^2 - a_M^2)^{1/2} \end{aligned}$$

Gilra 1972: 電場が主軸と平行な時、

$$\alpha_{jj}^e = \frac{V}{4\pi} \frac{(\epsilon_m - 1)[L_{c,j}(\epsilon_c - \epsilon_m) + \epsilon_m] + (V_c/V)(\epsilon_c - \epsilon_m)[L_{m,j}(1 - \epsilon_m) + \epsilon_m]}{[(\epsilon_c - \epsilon_m)L_{c,j} + \epsilon_m][1 + L_{m,j}(\epsilon_m - 1)] + (V_c/V)L_{m,j}(1 - L_{m,j})(\epsilon_c - \epsilon_m)(\epsilon_m - 1)}, \quad (3.23)$$

ここに、 ϵ = 誘電率、 L = 反分極ファクター

d) 磁気双極子の吸収

導体の球では電磁波の変動磁場によるエディ電流が磁気双極子モーメントを生み出す。

Landau, Lifschitz 1960

$a \rightarrow 0$ では、

$$C_{abs}^m = \frac{12\pi a^2}{90} \left(\frac{\omega a}{c} \right)^3 \epsilon_2 + O \left(\frac{\omega^5 a^7}{c^5} \right). \quad (3.26)$$

したがって、球の場合に磁気双極子と電気双極子の吸収の比は、

$$\frac{C_{abs}^m}{C_{abs}^e} = \frac{1}{90} \left(\frac{\omega a}{c} \right)^2 [(\epsilon_1 + 2)^2 + \epsilon_2^2] \quad (3.27)$$

$a > 0.1 \mu m$ 、 $\lambda < 100 \mu m$ の領域では磁気双極子吸収の寄与は無視できない。

IV. 吸収断面積

a) グラファイト

$\epsilon = (1/3)\epsilon_{\parallel} + (2/3)\epsilon_{\perp}$ を仮定して、グラファイト球の断面積を計算。 $a/\lambda \rightarrow 0$ 以外で不正確。

とにかく、 $2\pi a/\lambda < 0.1$ = 電気双極子 + 磁気双極子近似、 $2\pi a/\lambda > 0.1$ ——> ミーモデル

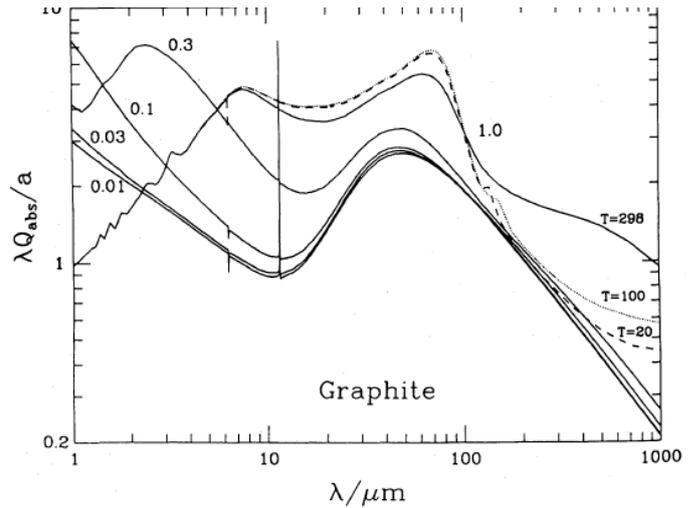
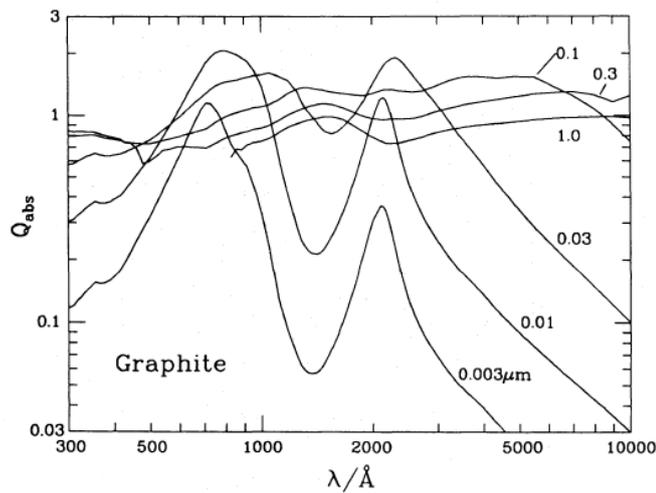


図4 左: $300\text{\AA} < \lambda < 1\mu\text{m}$ の Q_{abs}
 $a < 300\text{\AA}$ では、 2175\AA ピーク
 $a > 0.1\mu$ はバンドが見えない。

右: $\lambda > 1\mu\text{m}$ の $\lambda Q_{\text{abs}}/a$
 $a = 1\mu\text{m}$ に対して $T = 298, 100, 20\text{K}$ の計算。
 $a < 0.03\mu$ では Q/a が a によらない。
 大きくなると磁気双極子の吸収で Q/a 大になる。
 11.52 μ のグラファイト吸収線は分光観測可？

数値エラーのため 計算は $2\pi a/\lambda < 80$ で制限された。したがって、 $a = 1\mu\text{m}$ の計算は $\lambda > 800\text{\AA}$ である。

c)。シリケート

$\text{Im}(\epsilon)$ が大きくならないので、磁気双極子吸収の寄与は小さい。

天体シリケートはその作り方から当然トラペジウムスペクトルを再現する。

図6a には軸比 = 2:1、方向ランダムな扁平回転楕円体に対する双極子近似の吸収断面積を示した。ピークは $\lambda = 9.56\mu\text{m}$ で、 $C_{\text{abs}}/V = 1.00 \times 10^4 \text{cm}^{-1}$

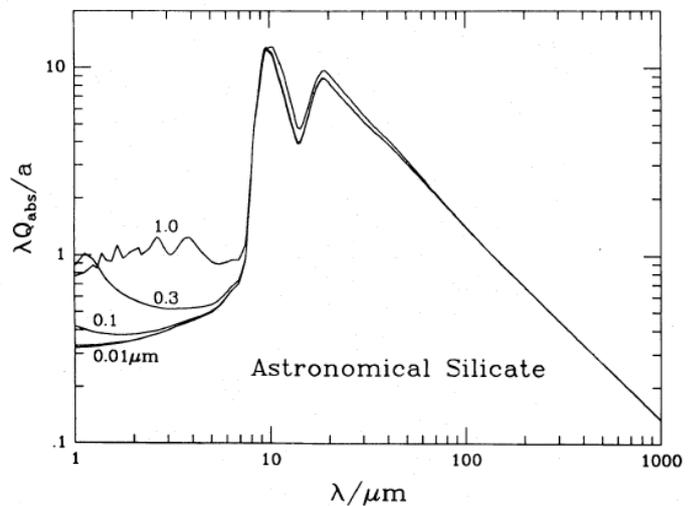
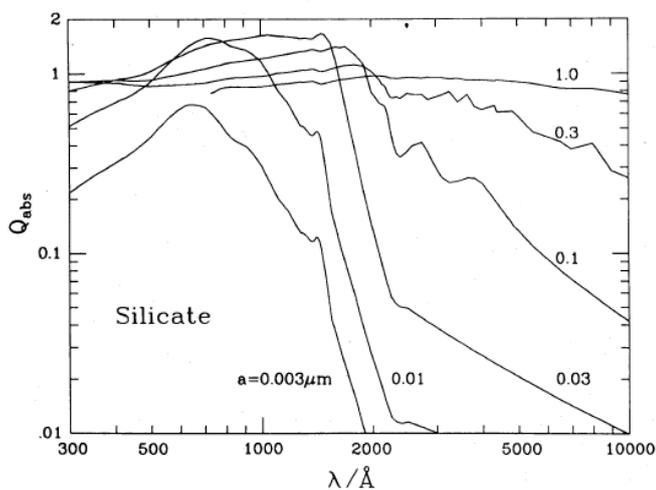


図5 天体シリケートの吸収断面積 Q_{abs} $a > 0.03\mu\text{m}$ の球で計算。

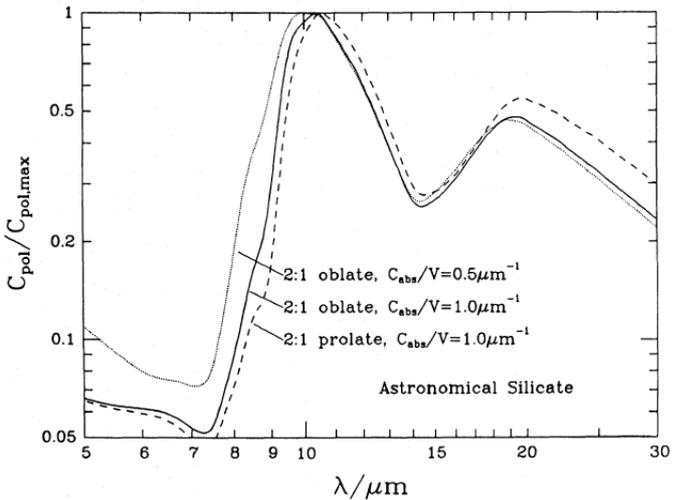
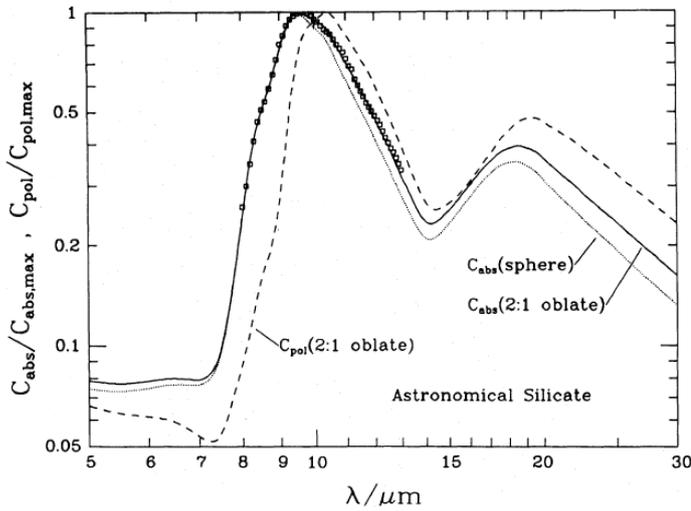


図6 軸比=2:1の扁平回転楕円体と球の吸収断面積
点線は線形偏光断面積。口はトラペジウム

バンドの吸収強度と扁平率を変えたCpol
Cabs/V=104で、軸比=2:1が最良

c) 10μ 偏光

幾何学が分からないが、最大イナーシャの軸=回転軸と仮定。さらに回転軸は視線方向に直交と仮定。
扁平(オブレート)な場合、最大イナーシャ=対称軸 → 見た目は変わらない。

$C(E \parallel a) = E$ と対称軸平行

$C(E \perp a) = E$ と対称軸直交

$$C_{pol} = C(E \perp a) - C(E \parallel a)$$

縦長(プロレート)な場合

常に $C(E \perp a)$

$$\text{平均して} [C(E \perp a) + C(E \parallel a)] / 2$$

$$C_{pol} = [C(E \parallel a) - C(E \perp a)] / 2$$

こうやって(多分)出した偏光断面積が図6に描いてある。

図6bには吸収強度を変えた場合の扁平楕円体と縦長楕円体の偏光断面積が書いてある。

結果を表2に整理した。

TABLE 2

SILICATE 9.7 μm BAND POLARIZATION PROFILE

Shape	$(C_{abs}/V)_{max}$ (10^4 cm^{-1})	$(C_{pol}/V)_{max}$ (10^4 cm^{-1})	λ_{max} (μm)	$\lambda_{1/2}$ (μm)
Oblate	0.50	0.283	9.97	8.86, 12.42
Oblate	1.00	0.634	10.41	9.25, 12.46
Prolate	1.00	0.351	10.55	9.46, 12.80

(i) 同じバンド強度ではオブレートはプロレートの2倍偏光度が強い

(ii) プロレートの偏光の方が長波長に伸びる

(iii) オブレートは短波長に伸びる

(iv) 短波長側の肩はバンド強度が弱まると相対的に強まる。

BNの観測はバンド強度104/cmで1:2のオブレートを支持する。

どうしてバンド強度が偏光度に関係するのか？

——>どうもMIXTUREのためらしい。他成分との相対比？

V. 観測との比較

a) 星間減光

MRN: グラファイト+シリケート $dN/da = A_i \cdot n_H \cdot a^{-3.5} da$ $a_{MIN} = 0.005 \mu$ 、 $a_{MAX} = 0.25 \mu$

誘電率はこと大体同じものを使用。

Greenberg, Chlewicki 1983: MNRではUVが再現できない。

新しい誘電率、球形、ミー、でMRNを繰り返す。 $a_{MIN} = 0.005 \mu$ 、 $a_{MAX} = 0.25 \mu$ はMNRと同じ

$N_H = 5.8 \times 10^{21} E(B-V) \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ Bohlin, Savage, Drake 1978

$A_V = 3.1 E(B-V)$

この論文: $A_{sil} = 10 - 25.11 \text{ cm}^2.5/H$, $A_c = 10 - 25.16 \text{ cm}^2.5/H$

MRN: $A_{sil} = 10 - 25.10 \text{ cm}^2.5/H$, $A_c = 10 - 25.13 \text{ cm}^2.5/H$ ほとんど同じ

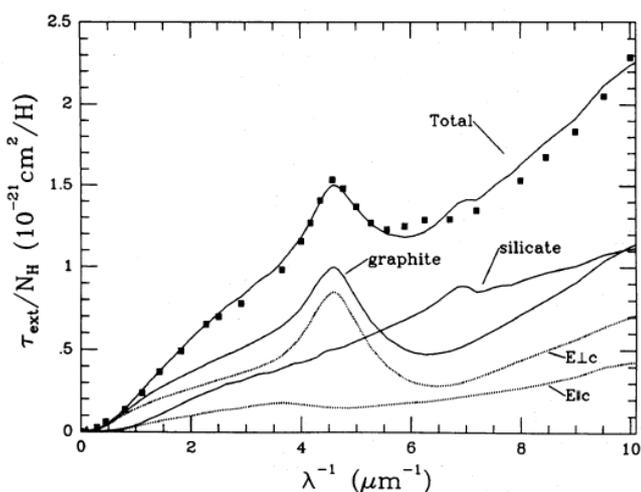


図7 グラファイト+天体シリケート+MNR分布
グラファイトの軸平行、直交各成分も

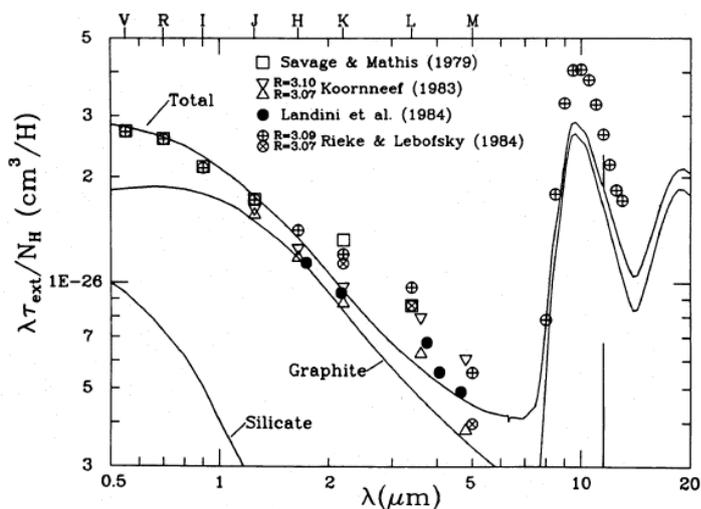


図8 可視から中間赤外にかけて
縦軸に \$\lambda\$ がかかっているのは桁数節約

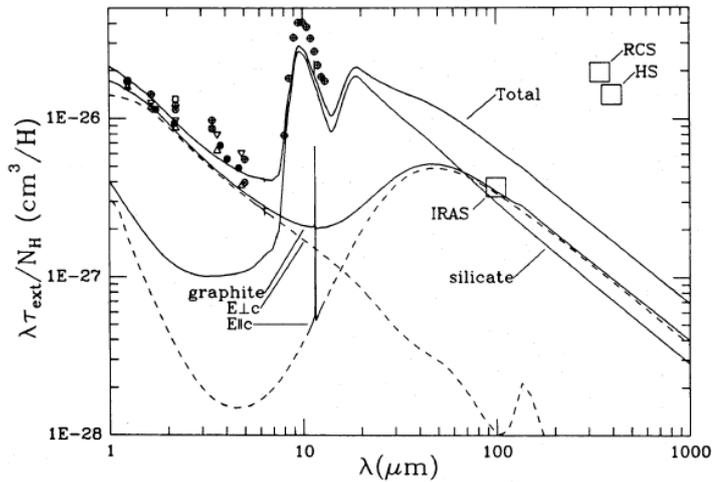


図9 NIRからFIR

RCS=Righini, Cohen, Simon1977

HS=Hudson, Soifer1976

この2つは過大評価ではないか？

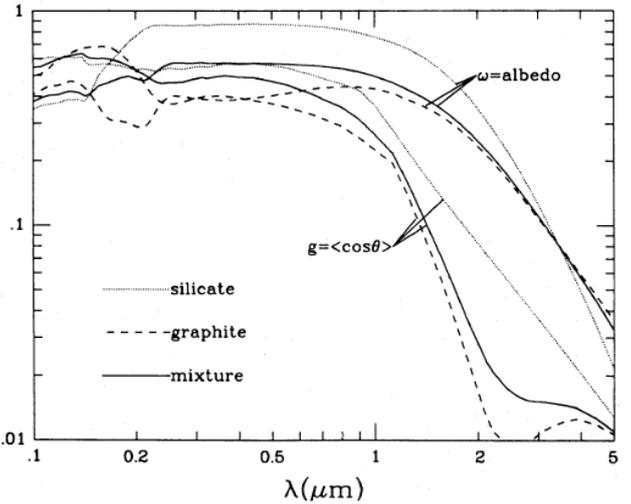


図10 ω =アルベド、g =位相関数 = <cosθ>

このモデルに含まれる元素量を当たると、

C 密度 = 2.26 g cm⁻³ として、 $3.0 \cdot 10^{-4} C/H$ で、宇宙存在比 = $4.8 \cdot 10^{-4}$ の58%
オリビンを Mg_{1.1}Fe_{0.9}SiO₄ として密度 = 3.3 g cm⁻³ から、
Siは90%, Mgは95%, Feは94%, Oは16%がグレインに含まれる。

b) 星間減光: 赤外

分子雲の3.1μ帯 —> 氷? しかし、そのためのマントル(グラファイト+シリケートの23%体積比)
でも3.1μ帯の外では吸収は無視できる。マントルは考えない。

赤外減光の観測

Koornneef 1983

J, H, K, L, M —> 減光曲線

Landini et al 1984

H再結合線からHIIIR G333.6-0.2の減光

Rieke, Lebofsky 1984

λ > 3μ の再測定 —> R=3.09

モデルと観測とが最も食い違うのは3.4μである。Rieke, Lebofsky = 1.5 × 計算値

c) シリケートバンド強度

λ = 8-50μ ではシリケートが吸収の大部分を担っている。

シリケートモデルの制限(特性)は、比重 = 3.3 g · cm⁻³ として、

$$(1) \quad C_{abs}(9.7\mu) / V = 3Q_{abs} / 4a = 1.00 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1} \quad \kappa(9.7\mu) = 3000 \text{ cm}^2 / \text{g}$$

$$\tau_{sil}(9.7\mu) / N_H = 2.8 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$$

$$\tau_{sil}(9.7\mu) / A_v = 0.052 \text{ mag}^{-1} \quad (A_v / N_H = 5.34 \cdot 10^{-22} \text{ mag} \cdot \text{cm}^2)$$

$$(2) \quad \delta \tau(9.7\mu) = \tau(9.7\mu) - \tau(8\mu \text{ と } 13\mu \text{ を指数則で内挿}) = 0.74 \cdot \tau(9.7\mu)$$

$$\delta \tau(9.7\mu) = 0.039 \cdot A_v$$

$$\text{VICyg\#12 } \delta \tau(9.7\mu) = 0.07 \cdot A_v \quad \text{Gillet et al 1975}$$

$$\text{GC} = 0.12 \cdot A_v \quad \text{Becklin et al 1978}$$

$$\text{W3IRS1} = 0.12 \quad \text{Hackwell et al 1978}$$

しかし、K-K関係を考えると、オリビンで得られた $\kappa = 3000 \text{ cm}^2/\text{g}$ の場合でも
 $Q(18\mu) / Q(9.7\mu)$ を観測に合わせ、 $\lambda > 20\mu$ で $Q \propto \lambda^{-2}$ の仮定では、
 $\lambda > 9\mu$ で $\text{Im}(\epsilon)$ が非常に大きくなる。(図3a) (単純に強い振動子の和のモデル?)
 $\longrightarrow \lambda > 30\mu$ で非常に大きな $\text{Re}(\epsilon) \longrightarrow \epsilon(\omega=0) = 11.78$ かなり大きい。
 例えば、1MHzで、 Fe_2SiO_4 、 Mg_2SiO_4 、 $(\text{Mg, Fe})_2\text{SiO}_4$ は $\epsilon = 6.8 - 7.3$
 $\kappa(9.7\mu)$ を2%上げただけで、 $\epsilon(\omega=0) = 11.78 \longrightarrow 12.19$ に上がる。
 つまり、 10μ で $\text{Im}(\epsilon)$ を上げると、長波長側で $\text{Re}(\epsilon)$ が上がる。すると C_{abs} の分母に
 $[\text{Re}(\epsilon) - 2]^2$ があるため、長波長の吸収を下げるため $\text{Im}(\epsilon)$ をさらに上げる必要が生じる。
 すると、 $\epsilon(\omega=0)$ が上がることになる。
 $\longrightarrow C_{\text{abs}}/V$ は104よりそう大きくなれない。

d) FIR吸収

$8 < \lambda < 70\mu$ ではシリケートが支配的だが、

$70\mu < \lambda$ ではシリケートに代わってグラファイトが主役となる。

図9、でもちょっとだけだよ。それにグラファイトのE/C成分というのも気になるところ！

Mezger, Mathis, Panagia 1982はFIRでシリケートの方が強い。ただし、そうすると前に述べたように
 $\epsilon(\omega=0)$ を大きくしすぎる。

○ Siriusとの比較

星間輻射場に何を使ったか知らないが、とにかく下の表のようにダスト温度を計算した。

ダスト密度は以前に A_i で求めてあるので、 $I_\nu(100\mu) / N_H = 8.3 \cdot 10^{-15} \text{ Jy cm}^2 \text{ sr}^{-1}$

大部分はより暖かいグラファイトからである。

観測はHeiles Cloud 4つの平均: $I_\nu(100\mu) / N_H = 9.5 \cdot 10^{-15} \text{ Jy cm}^2 \text{ sr}^{-1}$ でよく合う。

図9の $\lambda = 100\mu$ の口はHeiles B, C, Dからの平均値 $\tau(100\mu) / N_H = 3.6 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 / N_H$

60μ は、 $I_\nu(60\mu) / N_H = 8.1 \cdot 10^{-16} \text{ Jy cm}^2 \text{ sr}^{-1} = 0.6 \times (\text{観測 } 1.4 \cdot 10^{-15} \text{ Jy cm}^2 \text{ sr}^{-1})$

この不一致は温度揺らぎを考えると解消される。 $\lambda = 1-3\text{mm}$ では Schwartz 1982 $\tau \propto \lambda^{-2}$

TABLE 3

TEMPERATURES OF GRAINS IN DIFFUSE CLOUDS

Radius (μm)	Graphite (K)	Silicate (K)
0.01.....	20.0	17.9
0.02.....	19.7	17.3
0.03.....	19.6	17.0
0.05.....	19.3	16.5
0.10.....	18.8	15.4
0.20.....	17.3	14.9
0.30.....	16.2	14.7
0.50.....	14.8	14.4
1.00.....	12.7	13.4

TABLE 3

TEMPERATURES OF GRAINS IN DIFFUSE CLOUDS

Radius (μm)	Graphite (K)	Silicate (K)
0.01.....	20.0	17.9
0.02.....	19.7	17.3
0.03.....	19.6	17.0
0.05.....	19.3	16.5
0.10.....	18.8	15.4
0.20.....	17.3	14.9
0.30.....	16.2	14.7
0.50.....	14.8	14.4
1.00.....	12.7	13.4