

1. Classificação INPE-COM.10/PE CDU: 533.951.2	2. Período julho de 1976	4. Critério de Distribuição: interna ☐ externa ☒
3. Palavras Chave (selecionadas pelo autor) <i>Ionosfera, aquecimento artificial, ondas no plasma.</i>		
5. Relatório nº INPE-904-PE/025	6. Data julho de 1976	7. Revisado por - <i>Jorge de Mesquita</i>
8. Título e Sub-Título <i>Oscilações Eletrônicas num Plasma Quente devido a Distribuições de Velocidade não Maxwellianas</i>		9. Autorizado por - <i>Nelson de Jesus Parada</i> Diretor
10. Setor CEA/SGO	Código 412	11. Nº de cópias - 04
12. Autoria L.A. Vieira Dias Y. Nakamura		14. Nº de páginas - 28
13. Assinatura Responsável <i>Y. Nakamura</i>		15. Preço \$ 19,00
16. Sumário/Notas <i>Num plasma quente, completamente ionizado e com distribuição de velocidades não Maxwelliana, é teoricamente possível, dependendo da temperatura dos elétrons, haver oscilações nas frequências eletrônica e de girofrequência do plasma. Para três tipos de funções de distribuição de velocidades é mostrada a influência da temperatura nas frequências de oscilação. Essa situação ocorre no plasma ionosférico quando a quecido artificialmente por meio de ondas de rádio de alta frequência. Quando a distribuição é Maxwelliana, as oscilações se limitam a frequência eletrônica do plasma.</i>		
17. Observações Trabalho a ser apresentado na XXVIII Reunião Anual da Sociedade Brasileira para o Progresso da Ciência (SBPC), a realizar-se em Brasília, no período compreendido entre 7 a 14 de julho de 1976.		

OSCILAÇÕES ELETRÔNICAS NUM PLASMA QUENTE DEVIDO A DISTRIBUIÇÕES DE VELOCIDADE NÃO MAXWELLIANAS

por

L.A. Vieira Dias e Y. Nakamura
Instituto de Pesquisas Espaciais - INPE
Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq
São José dos Campos - SP - Brasil

RESUMO

Num plasma quente, completamente ionizado e com distribuição de velocidades não Maxwelliana, é teoricamente possível, dependendo da temperatura dos elétrons, haver oscilações nas frequências eletrônica e de girofrequência do plasma. Para três tipos de funções de distribuição de velocidades é mostrada a influência da temperatura nas frequências de oscilação. Essa situação ocorre no plasma ionosférico quando aquecido artificialmente por meio de ondas de rádio de alta frequência. Quando a distribuição é Maxwelliana, as oscilações se limitam à frequência eletrônica do plasma.

1 - INTRODUÇÃO

Um plasma, ao ser mantido artificialmente aquecido pela incidência de uma onda intensa de HF, deixa de estar em equilíbrio. Como resultado, a temperatura dos elétrons fica diferente da temperatura dos íons e a

distribuição de velocidades dos elétrons não permanece Maxwelliana (Krahl and Trivelpiece, 1973).

O cálculo exato da nova distribuição é bastante complexo, e para ser feito, depende do perfeito conhecimento do processo de aquecimento do plasma, o que nem sempre é possível do ponto de vista experimental. Se o plasma em questão é o plasma ionosférico, cujos parâmetros macroscópicos estão constantemente variando, o problema é bem difícil.

Vamos imaginar inicialmente um plasma em equilíbrio, com distribuição Maxwelliana de velocidades dos elétrons dada por:

$$f_0(\vec{v}) = \left[\frac{2}{\pi \mu_{\perp}^2} \right]^{-3/2} \exp \left[- \frac{v^2}{2\mu_{\perp}^2} \right] \quad (1)$$

onde v é o módulo de $\vec{v}$ e $\mu_{\perp}^2 = \frac{KT}{m}$, sendo K a constante de Boltzmann, T a temperatura dos elétrons e m a massa dos mesmos. A figura 1 apresenta a forma desta distribuição para $T = 800^\circ K$.

Se queremos determinar que ondas se propagam no plasma ionosférico em equilíbrio, devemos usar a relação de distribuição de Harris, para um plasma quente (Harris, 1960; Harris, 1961):

$$\epsilon_L = 1 + \frac{w_p^2}{k^2} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} v_{\perp} dv_{\perp} dv_{\parallel} d\phi \frac{J_n^2 \left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{w_c} \right)}{(w - k_{\parallel} v_{\parallel} - n w_c)} \times$$

$$\times \left[k_{\parallel} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\parallel}} + n \frac{w_c}{v_{\perp}} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}} \right] = 0 \quad (2)$$

onde:

$$\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}; v = |\vec{v}|; v_{\parallel} = |\vec{v}_{\parallel}|; v_{\perp} = |\vec{v}_{\perp}|; k = |\vec{k}|$$

$\vec{k}$ = vetor de propagação,

w_p = frequência angular do plasma,

w_c = frequência angular ciclotrônica dos elétrons (girofrequência),

J_n = função de Bessel de 1ª. espécie, ordem n,

ϵ_L = permissividade elétrica para ondas longitudinais,

w = frequência angular de oscilação.

Na dedução da equação (2) foram desprezados os movimentos dos íons, as flutuações do campo magnético, e as colisões entre partículas. Todas essas suposições são válidas para a região F da ionosfera (em alturas de aproximadamente 180 a 500 km).

Introduzindo a distribuição Maxwelliana, a equação(2) pode ser rearranjada para dar:

$$\epsilon_L = 1 + \frac{w_p^2}{k^2 v_{\perp}^2} \left[1 + \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \alpha_n Z(\alpha_n) I_n(\lambda) \exp(-\lambda) \right] \quad (3)$$

onde:

$$\alpha_n = \frac{w - nw_c}{\sqrt{2} k_{\perp} \mu_{\perp}}$$

$I_n(\lambda)$ = função de Bessel de 2a. espécie modificada, ordem n .

$$\lambda = \left[\frac{k_{\perp} \mu_{\perp}}{w_c} \right]^2$$

$$Z(\alpha_n) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-x^2)}{x - \alpha_n} dx, \text{ sendo } Z(\alpha_n) \text{ a função de dispersão de}$$

plasma que se encontra tabelada em Fried and Conte (1961).

Como $Z(\alpha_n)$ é uma grandeza complexa, ϵ_L é também complexo.

Chamando de A a expressão $\frac{w_p^2}{k^2 \mu_{\perp}^2}$, temos para as partes real e

imaginária de $\epsilon_L = \epsilon_R + i\epsilon_I$

$$\epsilon_R = \text{Re}[\epsilon_L] = 1 + A \left\{ 1 + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \alpha_0 \text{Re} [Z(\alpha_0 - nk)] I_n(\lambda) \exp(-\lambda) \right\} \quad (4)$$

$$\epsilon_I = \text{Im}[\epsilon_L] = A \left\{ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \alpha_0 \text{Im} [Z(\alpha_0 - nk)] I_n(\lambda) \exp(-\lambda) \right\} \quad (5)$$

Supondo w e k reais, podemos calcular numericamente as expressões 4 e 5, por meio de um computador (Medeiros, 1975), e obter as curvas para a parte real e imaginárias de ϵ_L , para as condições típicas da re

gião F da ionosfera. Na figura 2 temos essas curvas e notamos que em apenas um ponto as partes real e imaginária aproximam-se simultaneamente de zero. Para os cálculos usaram-se valores de n no somatório de -10 a +10.

No caso de não haver campo magnético $\vec{B} = 0$ e termos $T = 0$, a frequência angular de ressonância, w_p , seria exatamente igual à frequência angular do plasma, w_p (Budden, 1966). Com $B \neq 0$ e $T \neq 0$, w_p fica (Perkins and Salpeter, 1965):

$$w_r^2 = w_p^2 + 3w_p^2 k^2 D^2 + w_c^2 \sin^2 \theta \quad (6)$$

onde o segundo termo no lado direito é devido à temperatura não nula dos elétrons e o terceiro devido à presença do campo magnético $\vec{B}$. Na eq. 6 k é o módulo do vetor de propagação, D a distância de Debye ($D = 69 \sqrt{\frac{T}{N_e}}$; N_e = densidade eletrônica do plasma), θ o ângulo entre $\vec{B}$ e $\vec{k}$.

As oscilações ocorrem onde $\epsilon_R = 0$ e $\epsilon_I \neq 0$. Se ϵ_I for grande, a onda será fortemente atenuada. Para as seguintes condições típicas da região F da ionosfera, durante o nascer do sol, acima de Arecibo, Puerto Rico, temos:

$$\begin{aligned} w_c &= 2\pi f_c = 6,66 \times 10^6 s^{-1} \\ w_p &= 2\pi f_p = 34,09 \times 10^6 s^{-1} \\ T &= 800^\circ K \end{aligned}$$

$$D = 69 \sqrt{\frac{800}{5 \times 10^5}} \cong 6 \times 10^{-3} \text{ m}$$

$$k = 18 \text{ m}^{-1} \text{ (para o radar de espalhamento incoerente de Arecibo, Puerto Rico)}$$

$$\theta = 44^\circ$$

Com esses dados obtemos, numericamente, a solução vista na figura 2, onde a única região de ressonância é $w/w_c = 5,17$, já que para os outros zeros de ϵ_R , ϵ_I é grande e as ondas seriam fortemente amortecidas. Devido à relativamente baixa temperatura (800°K), o termo $3w_p^2 k^2 D^2$ tem pouca influência em w_r , neste caso.

Portanto, as oscilações de frequências próximas à girofrequência, observadas na região F da ionosfera por Dias e Gordon (1973) durante o aquecimento artificial, não podem ser explicados se a função de distribuição de velocidades dos elétrons permanecer Maxwelliana. Nossa solução apresentou apenas um zero para a parte real de ϵ_L , quando a parte imaginária era desprezível (vide figura 2, na posição $w/w_c = 5,17$, o que, para as condições típicas de Arecibo, representa as linhas de plasma ("plasma line") realmente observadas na frequência de ressonância:

$$w_r = \left[w_p^2 - w_c^2 \sin^2 (44^\circ) \right]^{1/2} = 34,40 \times 10^6 \text{ s}^{-1},$$

então:

$$\frac{w_r}{w_c} = 5,17,$$

em concordância com o calculado.

2 - DISTRIBUIÇÕES NÃO MAXWELLIANAS

Para tentar explicar as oscilações próximas à girofrequência, vamos escolher duas outras distribuições: a) uma onde os elétrons têm apenas velocidades $\pm\sqrt{2} \mu_{\perp}$, ao longo das linhas de campo de $\vec{B}$, e velocidades Maxwellianas perpendicularmente a $\vec{B}$; e b) outra onde as velocidades são bi-Maxwellianas, centradas em $\pm\sqrt{2} \mu_{\perp}$, ao longo de $\vec{B}$ e de novo Maxwellianas, perpendicularmente a $\vec{B}$. A razão física da escolha dessas distribuições é devida ao fato da condutividade ser maior ao longo das linhas de campo e também ao fato que, durante o aquecimento artificial da ionosfera, por meio de ondas de rádio de HF, o campo elétrico dessas ondas é paralelo a $\vec{B}$ na altura de reflexão (Gordon et al., 1971), dando maiores velocidades a maior número de elétrons, na direção paralela ao campo $\vec{B}$, sendo maior o número de elétrons com velocidades $\pm\sqrt{2} \mu_{\perp}$ do que outras velocidades.

Se usarmos a relação da dispersão de Harris (equação 2) com distribuições não-Maxwellianas de velocidades, veremos que outras oscilações são possíveis em um plasma semelhante ao da região F da ionosfera.

Inicialmente, vamos supor que um aquecimento artificial produziu a seguinte distribuição de velocidades, a que chamaremos distribuição

"A":

$$f_0(\vec{v}) = \frac{1}{2\pi\mu_{\perp}^2} \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{2\mu_{\perp}^2}\right) \frac{1}{2} \left[\delta(v_{\parallel} + \langle v \rangle) + \delta(v_{\parallel} - \langle v \rangle) \right] \quad (7)$$

Aqui $\langle v \rangle = \sqrt{2}\mu_{\perp}$ é a velocidade média quadrática dos elétrons, devida a temperatura, perpendicular ao campo magnético $\vec{B}$.

Essa distribuição é Maxwelliana perpendicularmente a $\vec{B}$, mas na direção de $\vec{B}$ tem apenas velocidades $v_{\parallel} = \pm\sqrt{2} \mu_{\perp}$.

Após alguma álgebra, chegamos à expressão seguinte, já preparada para a solução numérica:

$$\epsilon_L = 1 - A \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{I_n(\lambda) \exp(-\lambda)}{2} \left\{ c \left[\frac{1}{(r+d-n)^2} + \frac{1}{(r-d-n)^2} \right] + n \left[\frac{1}{(r+d-n)} + \frac{1}{(r-d-n)} \right] \right\} \quad (8)$$

onde

$$r = \frac{w}{w_c}$$

$$d = \frac{k_{\parallel} v_{\parallel}}{w_c}$$

A vantagem desta distribuição é que ela produz ϵ_L real, e a desvantagem é a idealização excessiva (todas as partículas têm que ter velocidade igual a $\pm\sqrt{2} \mu_{\perp}$ na direção de $\vec{B}$).

Na figura 3 temos a distribuição "A", na 4 o cálculo de ϵ_L em função de w/w_c , onde, no somatório, foram usados para n os valores de -10 a +10. Foi usada a temperatura $T = 900^\circ K$ e, para os outros parâmetros, os mesmos valores do exemplo Maxwelliano.

É visto que, além da solução $w/w_c = 5,18$, correspondendo à frequência angular de ressonância para $w_p = 34,09 \times 10^6 s^{-1}$, temos outras 2 raízes próximas a w_c , ou seja, $w/w_c = 1,186$ e $w/w_c = 1,250$.

A outra distribuição, que chamaremos de "B", não idealiza tanto quanto "A", pois os elétrons têm velocidades Maxwellianas em direções perpendiculares a $\vec{B}$ e bi-Maxwellianas, com máximos iguais a $v_{||} = \pm \sqrt{2} \mu_{||}$ na direção de $\vec{B}$:

$$f_0(\vec{v}) = \left[2\pi\mu_{||}^2 \right]^{-3/2} \exp \left[- \frac{v^2}{2\mu_{||}^2} \frac{v_{||}^2}{\mu_{||}^2} \right] \quad (9)$$

A velocidade média $\langle v \rangle$ desta distribuição é nula e ela é normalizada para $\int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{v}) d^3v = 1$. Na figura 5 temos o gráfico de $f(v_{||})$ versus $v_{||}$.

Após algumas mudanças de variáveis e bastante álgebra, chega-se a uma expressão tratável por computador:

$$\epsilon_L = 1 - A \left\{ 1 - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_n(\lambda) \exp(-\lambda) 2\alpha_n \left[\alpha_0 + Z(\alpha_n) (\alpha_0 \alpha_n - 1) \right] \right\} \quad (10)$$

ϵ_L é uma função complexa, cujas partes real e imaginária são:

$$\epsilon_R = 1 - A \left\{ 1 - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_n(\lambda) \exp(-\lambda) 2\alpha_n \left[\alpha_0 + \text{Re} \left[Z(\alpha_n) \right] (\alpha_0 \alpha_n - 1) \right] \right\} \quad (11)$$

$$\epsilon_I = A \sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_n(\lambda) \exp(-\lambda) 2\alpha_n \text{Im} \left[Z(\alpha_n) \right] (\alpha_0 \alpha_n - 1) \quad (12)$$

No cálculo do somatório, n variou de -10 a $+10$. A figura 6, dá ϵ_R e ϵ_I em função de w/w_c e vemos que, além da raiz $w/w_c = 5,20$, onde $\epsilon_R = 0$ e ϵ_I fica desprezível, temos outros pontos, em que ϵ_R se anula. Vamos olhar em detalhe a região $1,00 < w/w_c < 1,30$, para diferentes valores da temperatura dos elétrons, para as mesmas condições dos exemplos anteriores, isto é, $w_p = 34,09 \times 10^6 \text{s}^{-1}$ e $w_c = 6,66 \times 10^6 \text{s}^{-1}$, que são condições típicas da ionosfera acima de Arecibo, Puerto Rico, em torno da hora do nascer do sol. As figuras 7 a 9, ilustram esse comportamento.

Vemos que, para essa região, a parte imaginária de ϵ_L tende a diminuir para temperaturas em volta de 840°K , aumentando bastante para temperaturas inferiores a 800°K e superiores a 900°K .

O gráfico na figura 10, mostra o menor ϵ_I para $\epsilon_R = 0$ e o valor correspondente de w/w_c que anula ϵ_R . Nessas condições, a onda pode se

propagar, atenuando-se tanto mais quanto maior ϵ_I . A atenuação é menor para temperaturas em volta de 840°K , como visto na figura 8. Desta maneira, os resultados de Dias e Gordon (1973) podem ser entendidos.

Para temperaturas maiores de 900°K a atenuação é maior, como visto na figura 10, o que pode explicar a não detecção das oscilações durante o dia.

3 - COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Embora a função "B" não seja a função de distribuição de velocidades reais, o que não era o objetivo deste trabalho, pode-se ver que, para uma função deste tipo, os resultados experimentais, colhidos no Observatório de Arecibo durante uma experiência de aquecimento artificial da ionosfera, em 15 de março de 1972, se ajustam bem, para parâmetros semelhantes aos aqui usados teoricamente.

A figura 11 apresenta uma estatística das oscilações observadas em Arecibo, próximas à girofrequência dos elétrons, em vários meses. É interessante notar que a maioria das detecções foi feita em volta de 7-8 horas da manhã, que é a hora em que a temperatura da região F da ionosfera está variando de seu valor noturno (600° a 700°K) para o diurno (1100° a 1400°K). Portanto, na hora dessas observações a temperatura passaria por 800° a 900°K .

Na figura 12, temos a variação da amplitude e frequência das oscilações com o tempo (Dias, 1975). A observação de oscilações para $w/w_c = 1,10$, quando $w_p = 34,09 \times 10^6 s^{-1}$, está em concordância com o valor calculado de $w/w_c \approx 1,18$ a $1,14$, uma diferença da ordem de 5%. A amplitude dessas oscilações flutua bastante, com o tempo. A linha de plasma foi observada em $w/w_c = 5,12$, e, de acordo com o calculado, temos $w/w_c \approx 5,20$, sendo a diferença 2%.

A função de distribuição "A" também apresentou resultados na região de $w/w_c \approx 1,0$ a $1,30$. O resultado teórico foi de $w/w_c = 1,18$ e $w/w_c = 1,25$, além da oscilação da linha de plasma em $w/w_c = 5,18$. Comparando com os dados experimentais ($w/w_c = 1,10$), vemos que já há uma indicação da possibilidade de ocorrência de oscilações nessa região. Devido à grande idealização da distribuição "A", maior discussão não se aplica.

4 - CONCLUSÕES

Se considerarmos o plasma ionosférico como um plasma quente, com campo magnético, com parâmetros típicos para a ionosfera acima de Arcebo e aplicarmos a relação de dispersão de Harris (equação 1) (Harris, 1960; 1961), vemos que para uma distribuição Maxwelliana, somente vão aparecer oscilações na região da linha de plasma $w \approx w_p$. Entretanto, se usarmos a distribuição "A" ou "B", irão aparecer também, além disso, oscilações na região $1,0 < w/w_c < 1,3$.

No caso de aquecimento artificial da ionosfera por meio de intensas ondas de rádio de HF, a distribuição se torna não-Maxwelliana. A observação experimental de oscilações em $1,0 < w/w_c < 1,3$ mostra que a distribuição não estava Maxwelliana durante o experimento em questão.

Outro fato experimental é o não aparecimento de oscilações durante a maior parte do dia e durante a noite.

Considerando a função da distribuição de velocidades "A", vemos que, se $T > 1100^{\circ}\text{K}$, não haverá oscilações na região $w \approx w_c$ (Medeiros, 1975), as quais, entretanto, aparecerão para temperaturas mais baixas.

Entretanto, para a distribuição "B", vemos que somente existirão oscilações pouco atenuadas para o intervalo de temperaturas $800^{\circ}\text{K} < T < 900^{\circ}\text{K}$. Isso explica o fato de não serem detectadas oscilações à noite ($T < 800^{\circ}\text{K}$) ou durante o dia ($T > 1100^{\circ}\text{K}$), para as condições em que foram feitas as observações experimentais. As detecções, até o presente, foram feitas durante o período logo após o nascer do sol.

Muito trabalho ainda precisa ser feito, tanto teórico como experimental. Na parte teórica, deve ser feito, um estudo mais detalhado de outras distribuições e da variação da relação de dispersão com os parâmetros do plasma. Na parte experimental, há necessidade de mais dados em diferentes condições ionosféricas.

REFERÊNCIAS

- BUDDEN, K.G. - *Radio Wave in the Ionosphere*. Cambridge University Press, Cambridge, England, 1966.
- DIAS, L.A.V. - Evidências de Instabilidades no Plasma Ionosférico devido ao Aquecimento Artificial na Ionosfera, apresentado na XXVII Reunião Anual da Sociedade Brasileira para o Progresso da Ciência - SBPC, Belo Horizonte, Minas, julho de 1975.
- DIAS, L.A.V. and GORDON, W.E. - The Observations of Electronic Cyclotron Lines Enhanced by HF Radio Waves. *J.Geophys.Res.*, 78: 1730, 1973.
- FRIED, B.D. and CONTE, S.D. - *The Plasma Dispersion Function*. Academic Press, New York, 1961.
- GORDON, W.E., SHOWEN, R.L. and CARLSON, H.C. - Ionospheric Heating at Arecibo: First Tests. *J.Geophys.Res.*, 76: 7808, 1971.
- HARRIS, E.G. - Unstable Plasma Oscillations in a Magnetic Field. *Phys.Rev. Letters*, 2: 34, 1960.
- HARRIS, E.G. - Plasma Instabilities Associated with Anisotropic Velocity Distributions. *J. Nuclear Energy, Part C*, 2: 138, 1961.
- KRALL, N.A. and TRIVELPIECE, A.W. - *Principles of Plasma Physics*. McGraw-Hill Book Company, New York, N.Y., 1973.
- MEDEIROS Fº, F.C. - *Propagação de Ondas Longitudinais Próximo à Girofrequência em um Magnetoplasma Quente*. São José dos Campos, INPE, nov. 1975. (INPE-781-NTE/040).

PERKINS, F.W. and SALPETER, E.E. - Enhancement of Plasma Density Fluctuations
by Non-Thermal Electrons. *Phys.Rev.*, 139A: 59, 1965.

LISTA DE FIGURAS

Fig. 1 - Função de distribuição de velocidades Maxwelliana, para $T = 800^{\circ}\text{K}$,
 $w_p = 34,09 \times 10^6 \text{s}^{-1}$ e $w_c = 6,66 \times 10^6 \text{s}^{-1}$.

Fig. 2 - Parte real e imaginária da constante dielétrica (ϵ_L) para a função Maxwelliana de velocidades em função da frequência.

Fig. 3 - Função de distribuição de velocidades "A", $T = 900^{\circ}\text{K}$, $w_p = 34,09 \times 10^6 \text{s}^{-1}$, e $w_c = 6,66 \times 10^6 \text{s}^{-1}$.

Fig. 4 - Gráfico da constante dielétrica (ϵ_L) para a distribuição "A", em função de frequência, $T = 900^{\circ}\text{K}$.

Fig. 5 - Função de distribuição de velocidades "B", $T = 900^{\circ}\text{K}$.

Fig. 6 - Gráfico da constante dielétrica (ϵ_L) para a distribuição "B", em função da frequência, $T = 900^{\circ}\text{K}$.

Fig. 7 - ϵ_L no intervalo $1.00 < w/w_c < 1.30$, $T = 800$, $T = 820$

Fig. 8 - ϵ_L no intervalo $1.00 < w/w_c < 1.30$, $T = 840$ e $T = 850$.

Fig. 9 - ϵ_L no intervalo $1.00 < w/w_c < 1.30$, $T = 860$ e $T = 880$

Fig.10 - w/w_c e a correspondente menor parte imaginária de ϵ_L para temperaturas entre 800°K e 1200°K , quando a parte real de ϵ_L se anula, no intervalo $1.0 < w/w_c < 1.3$.

Fig.11 - Ocorrência de oscilações em frequências próximas à girofrequência, em função da hora do dia.

Fig.12 - Observações da intensidade e frequência da oscilação próximo à frequência de giro em função do tempo. As observações foram feitas no Observatório de Arecibo, Porto Rico, USA.

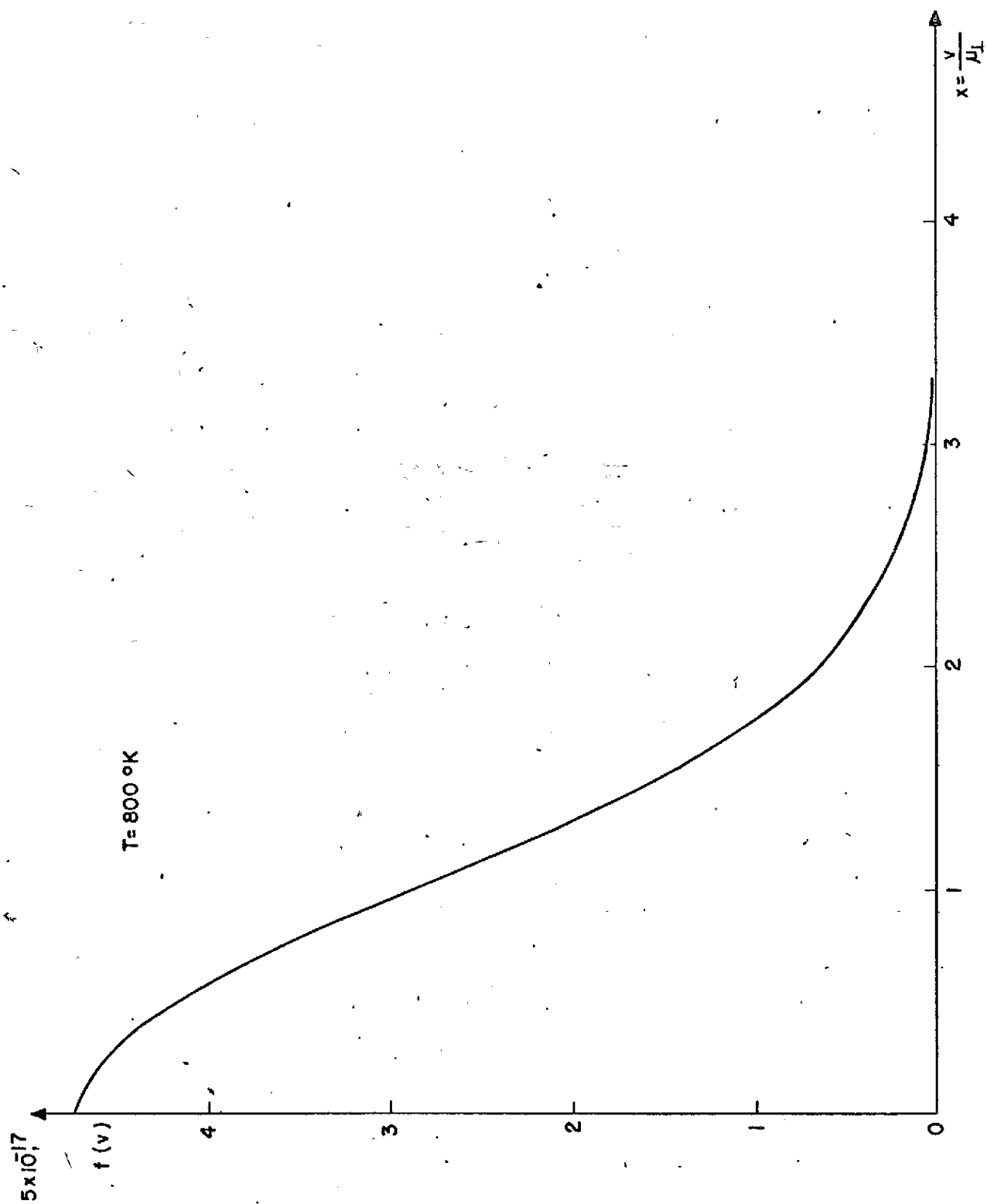


Fig. 1

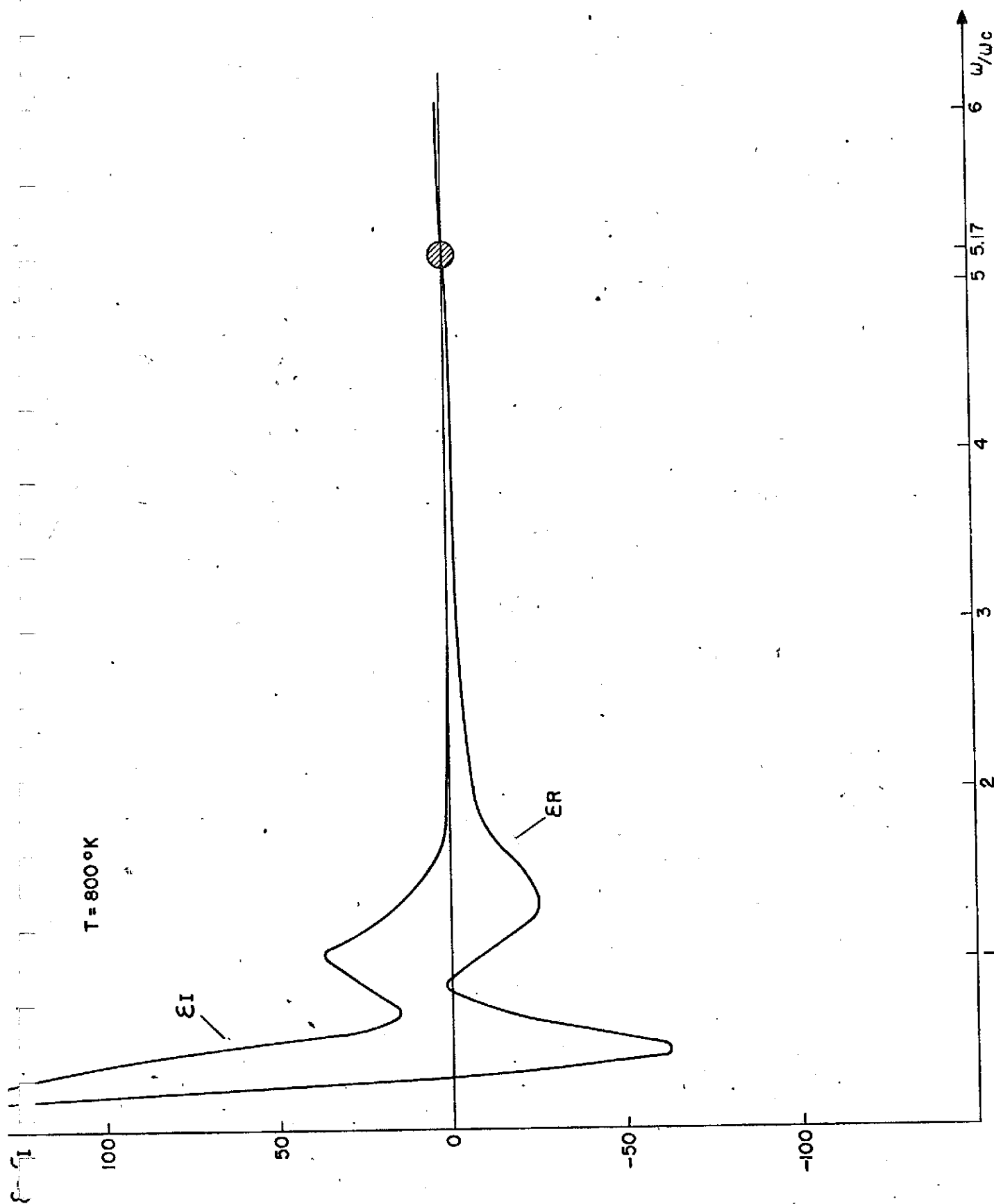


Fig. 2

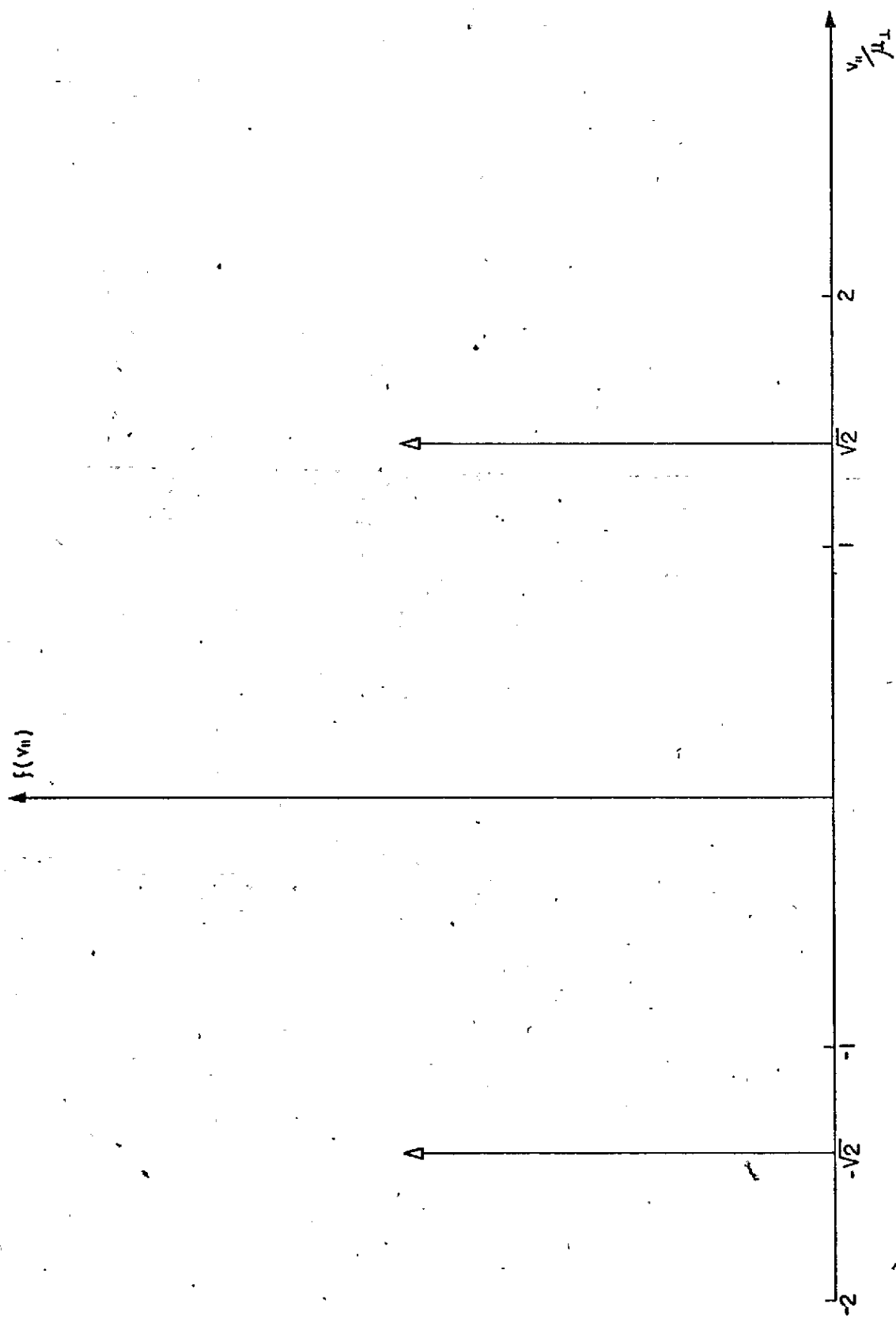


Fig. 3

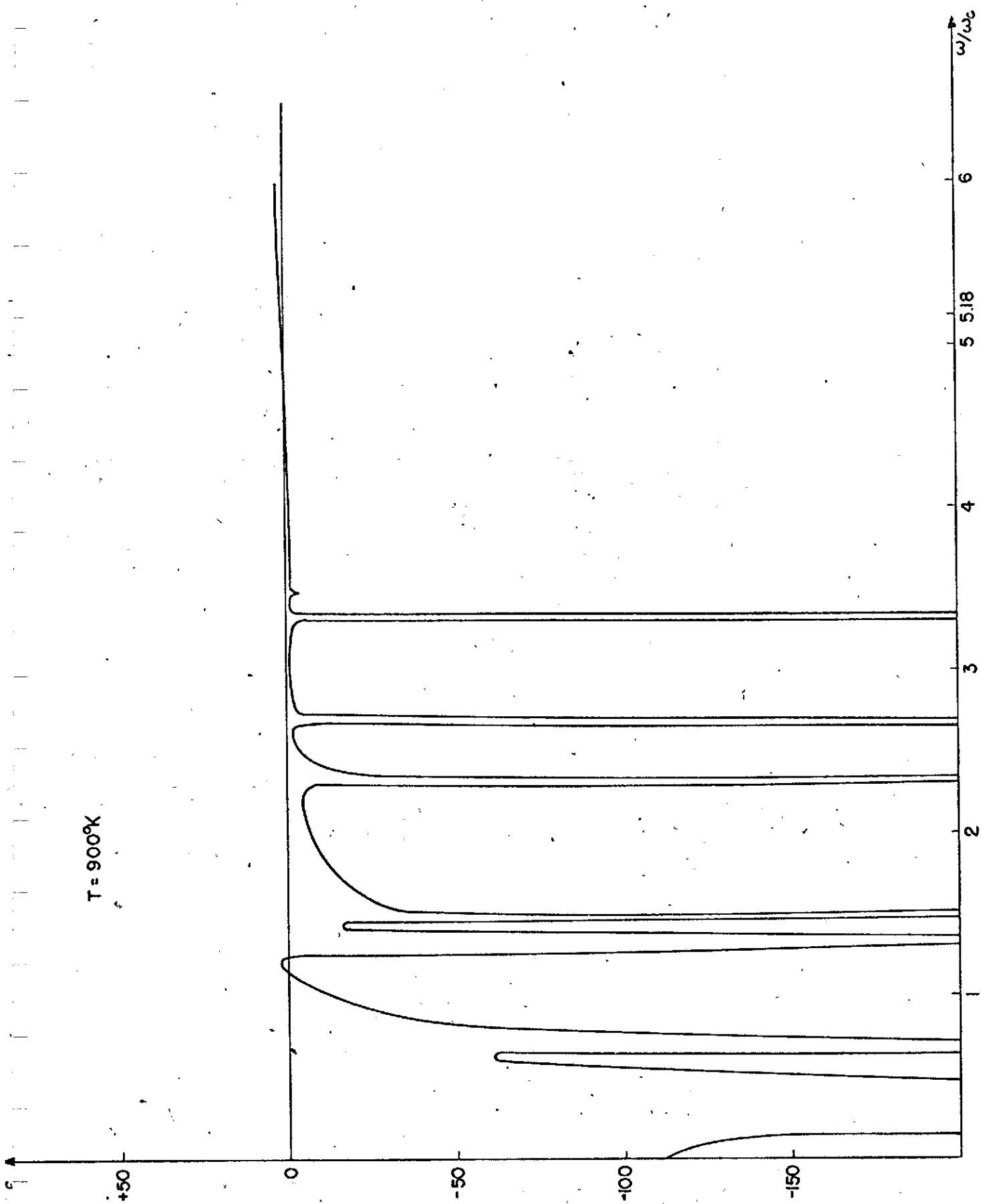


Fig. 4

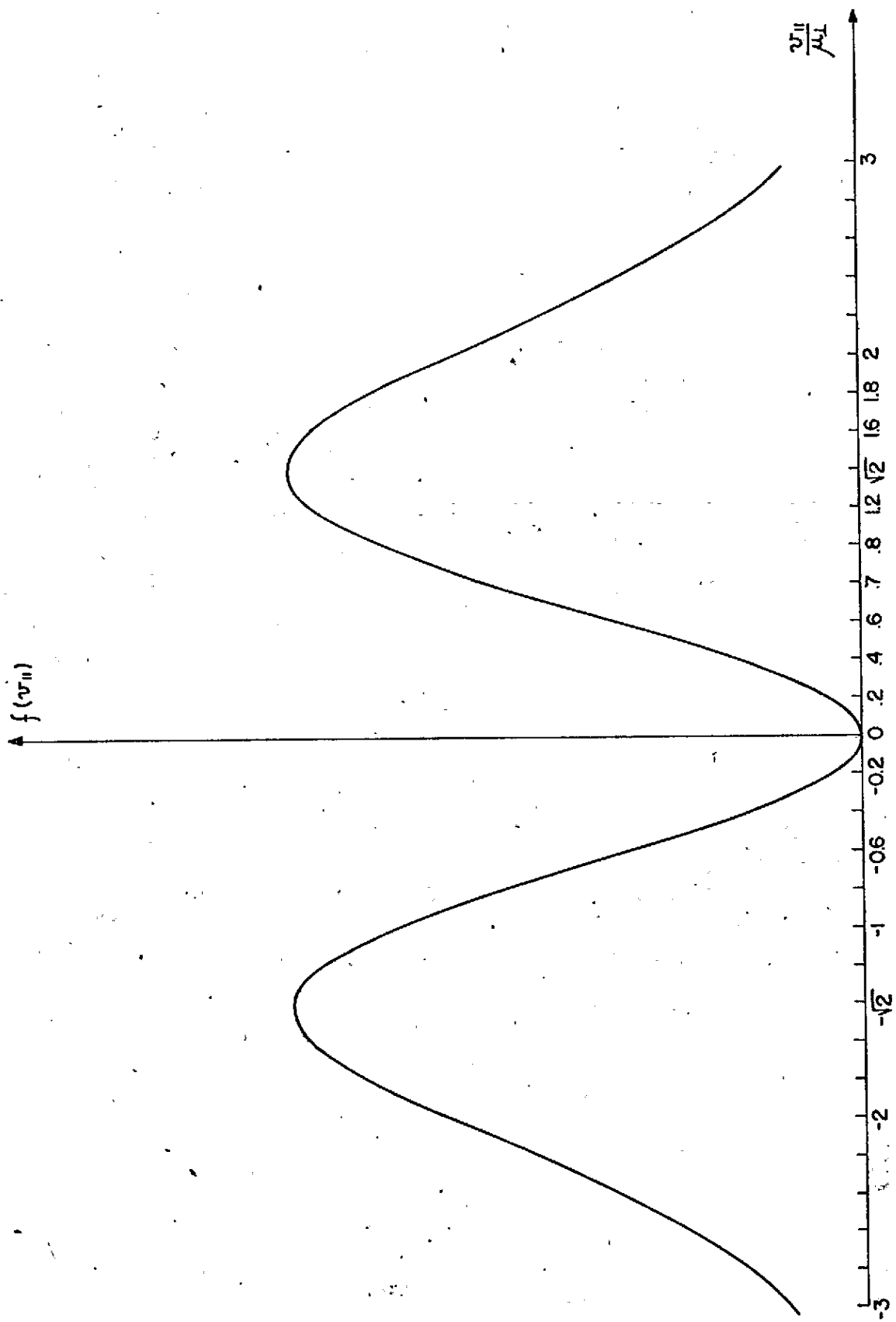


Fig. 5

$T = 900^\circ\text{K}$

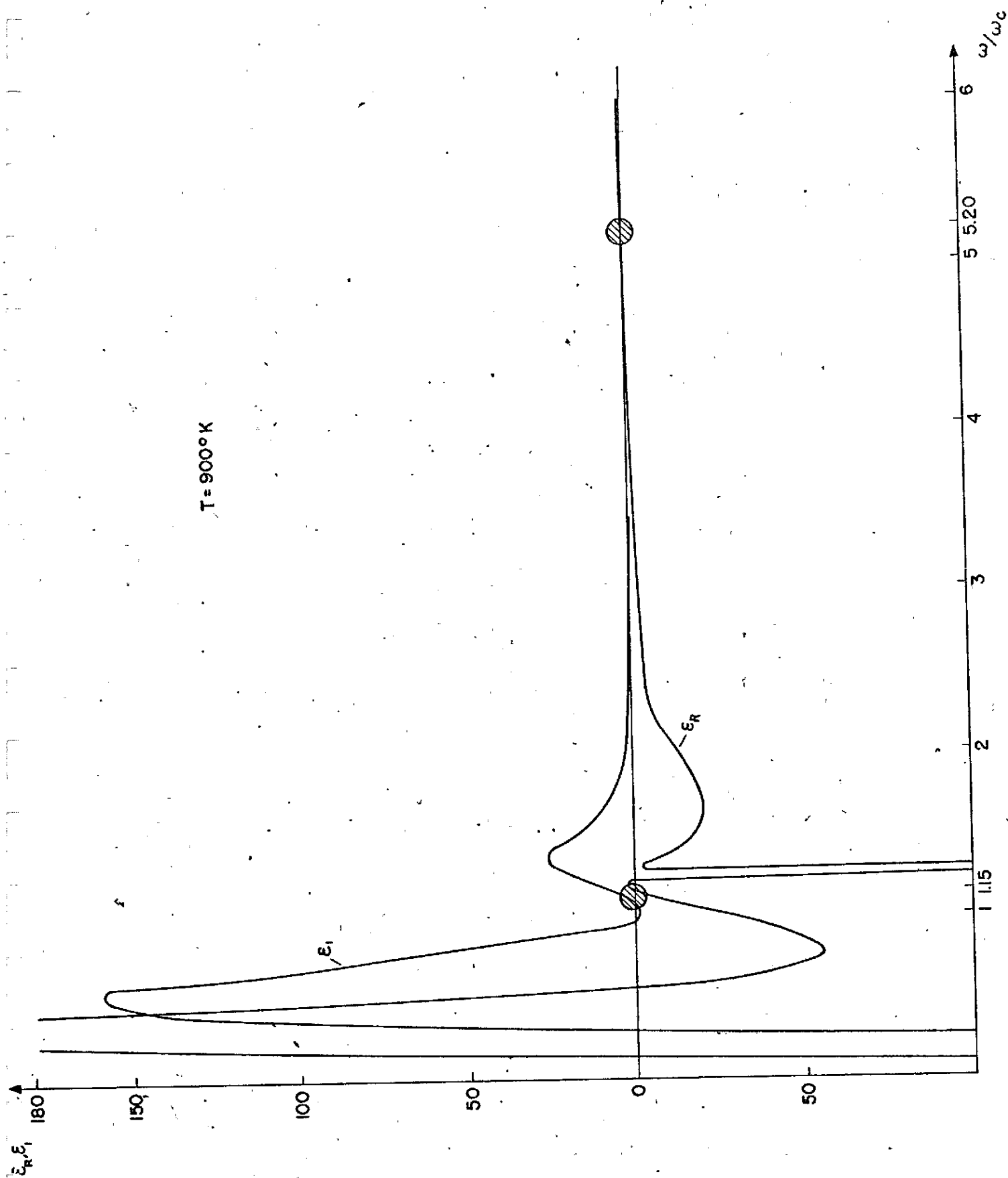


Fig. 6

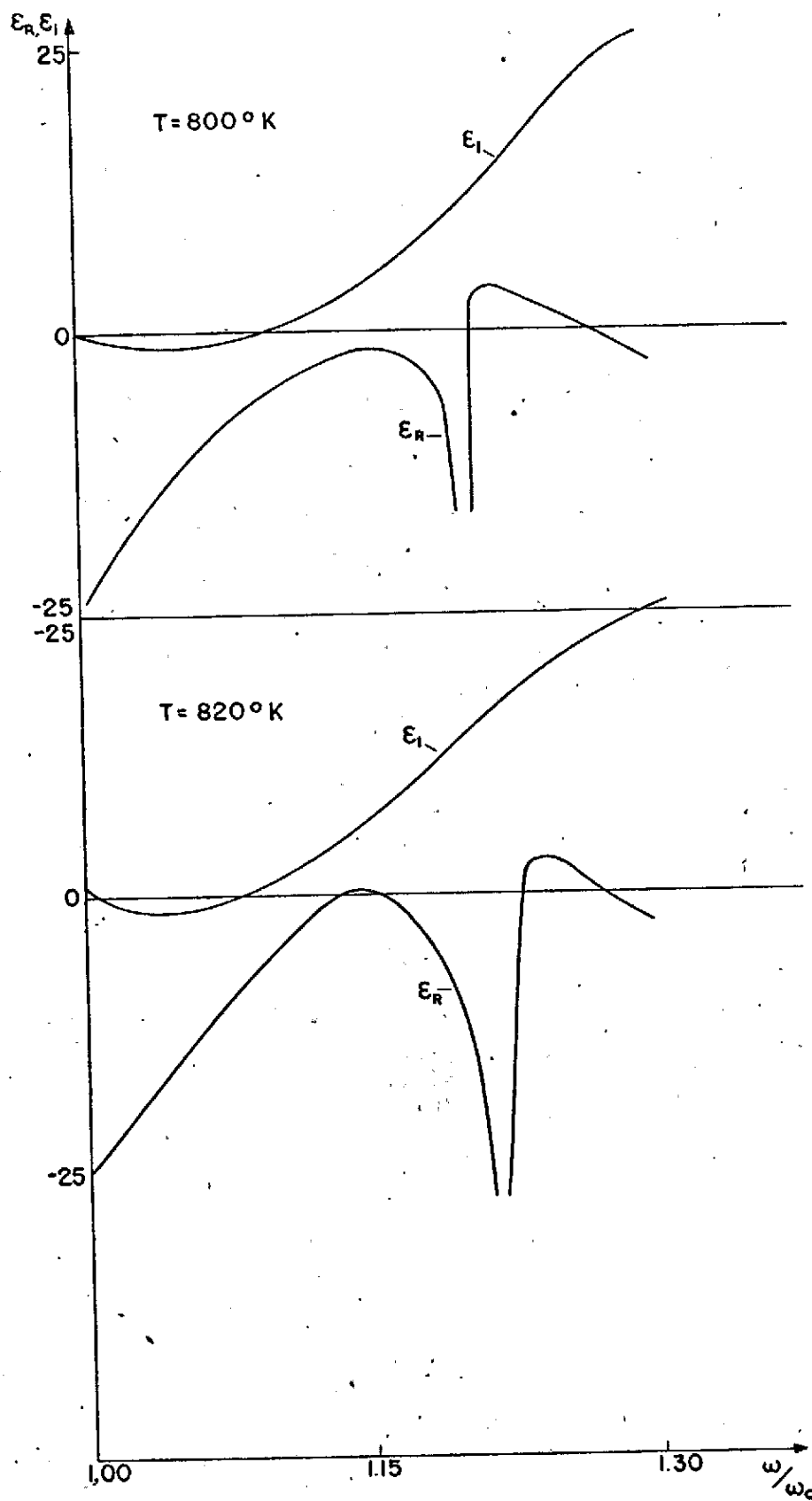
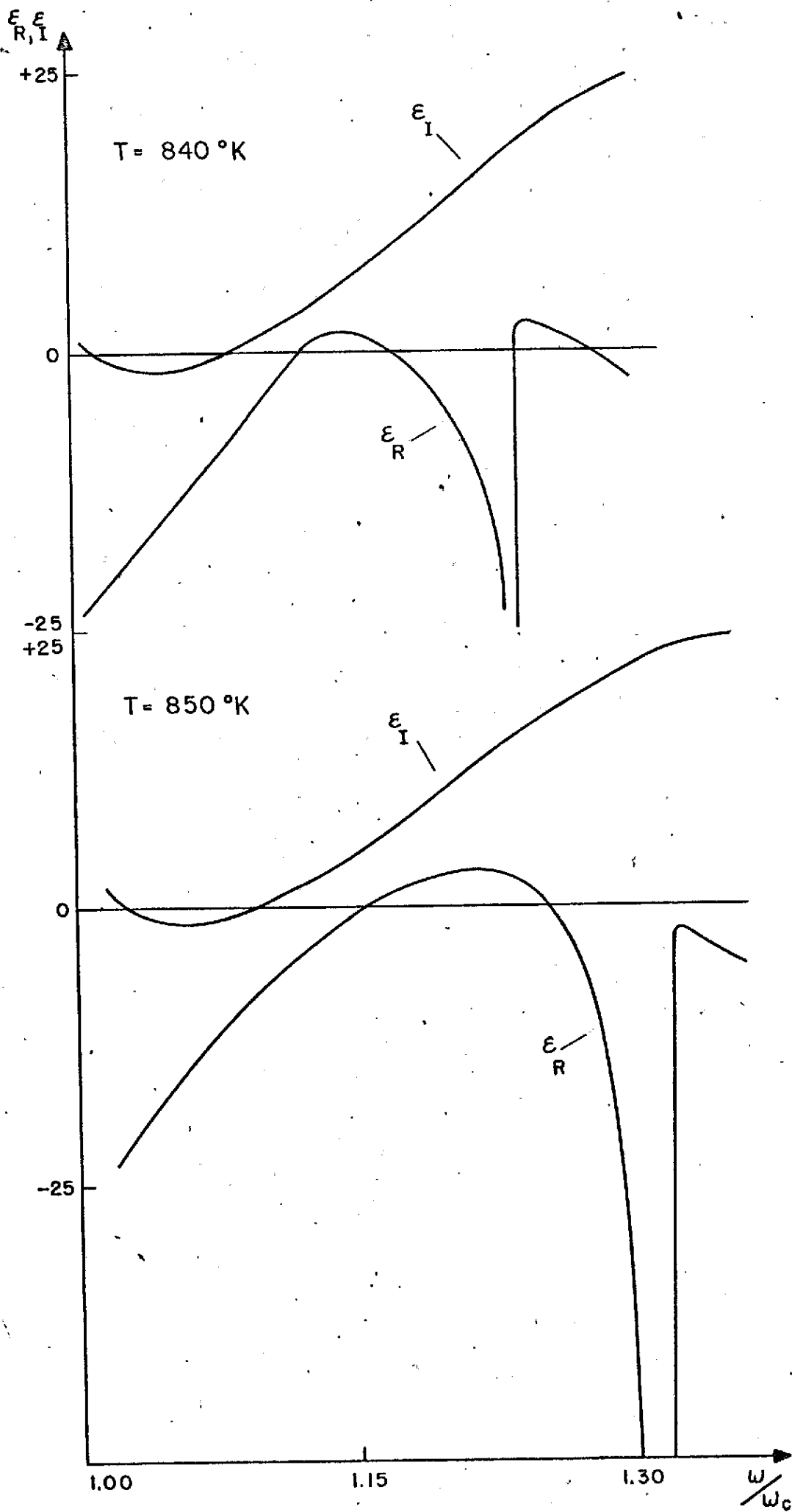


Fig. 7



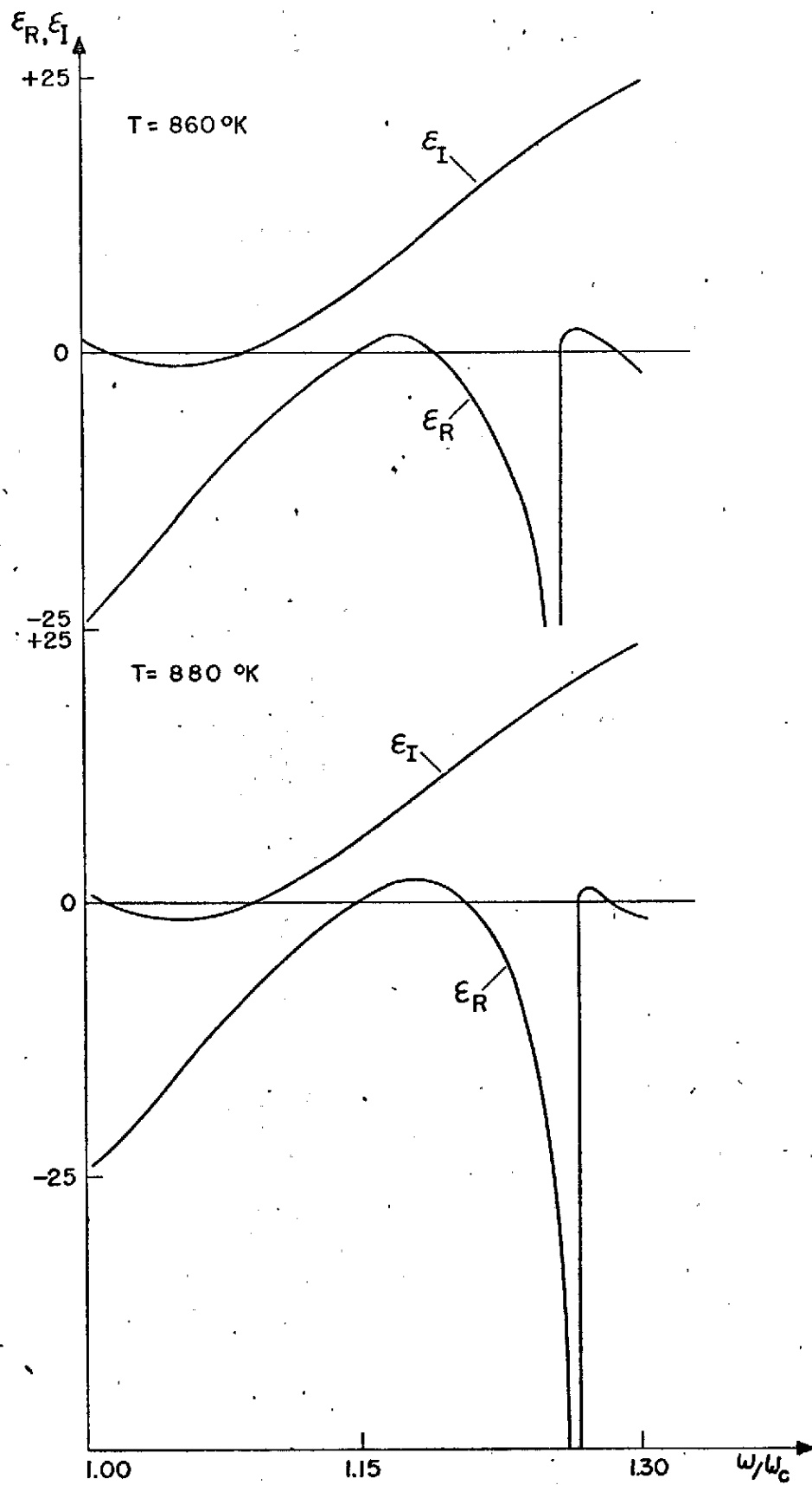


Fig. 9

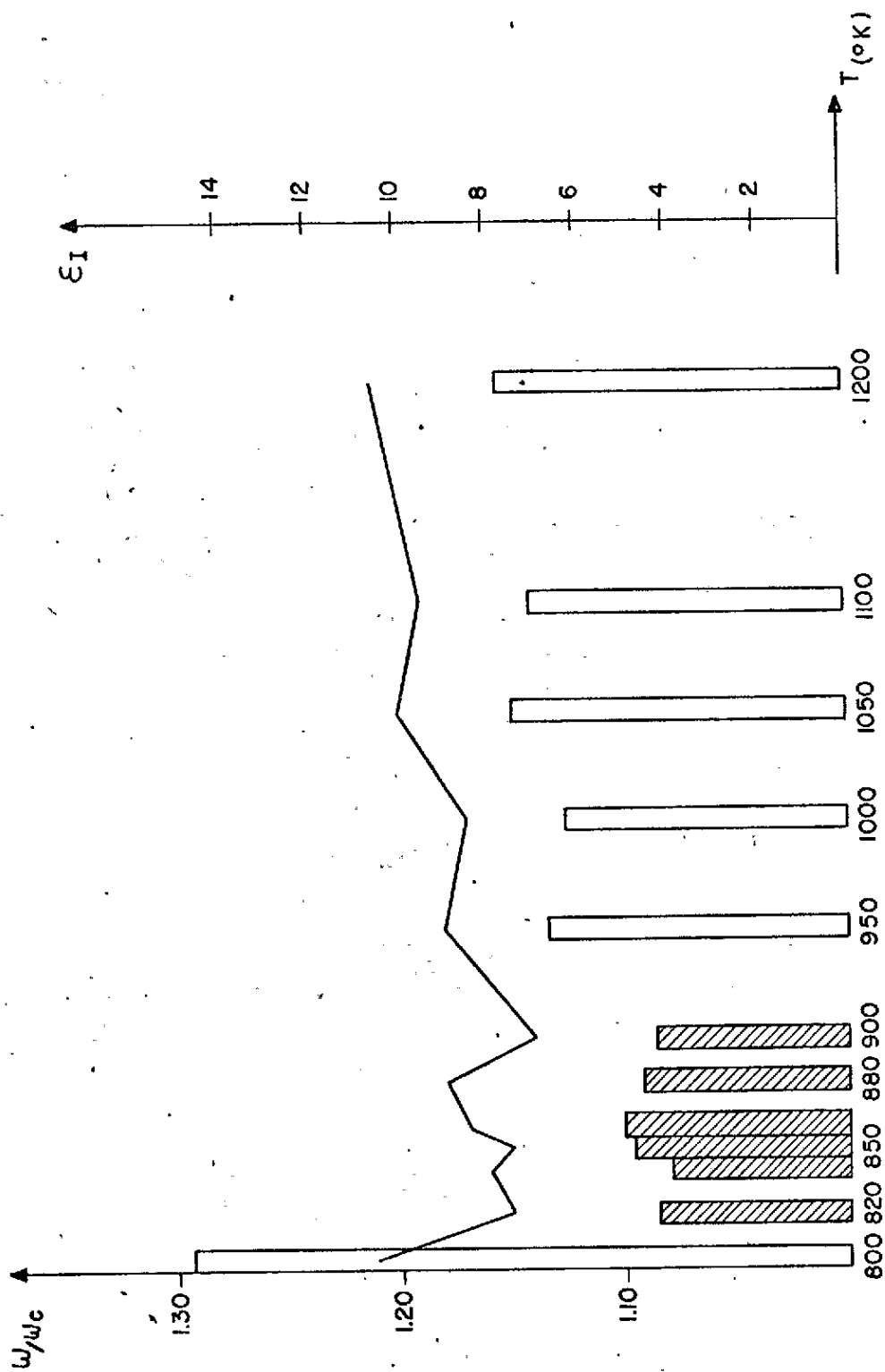


Fig. 10

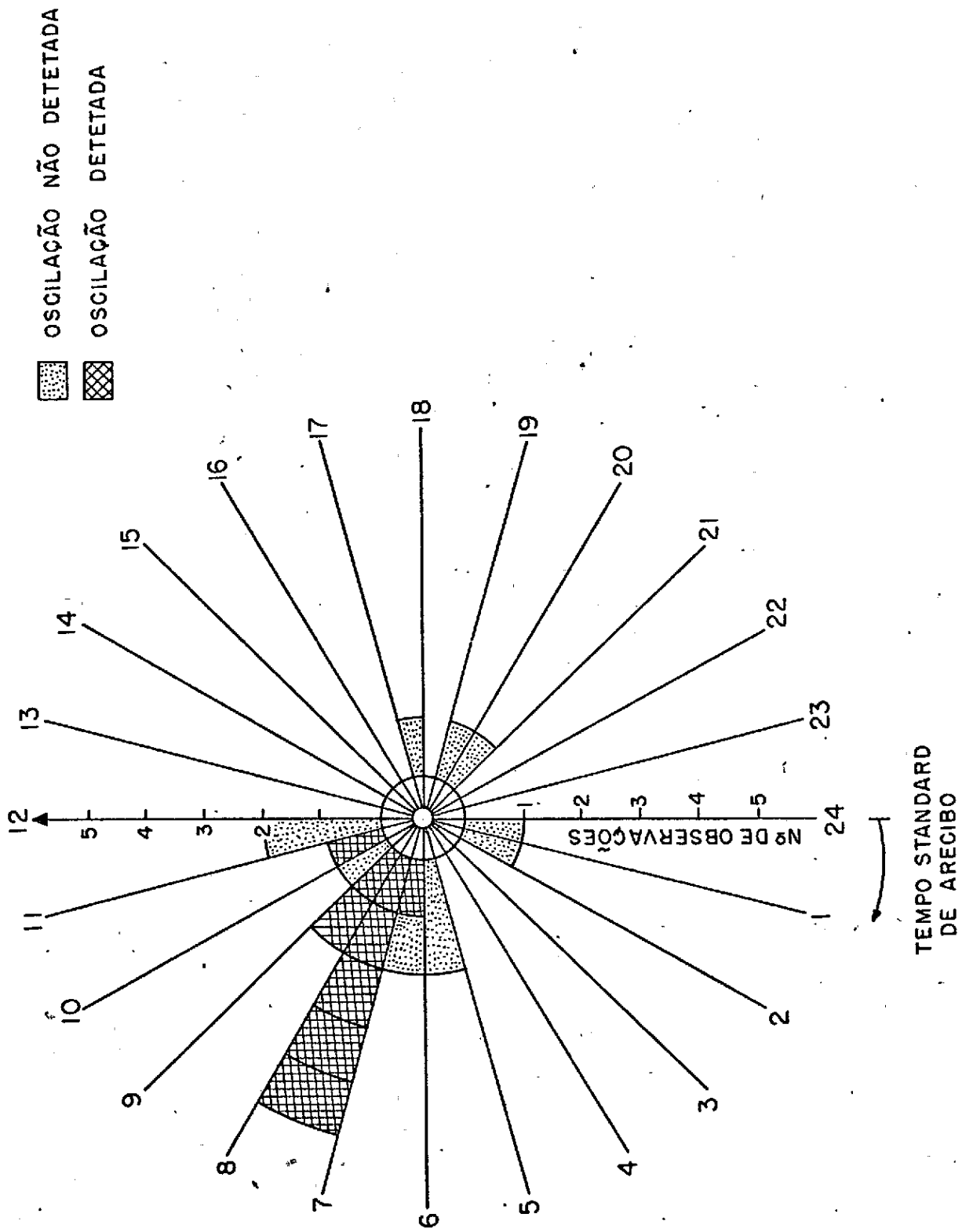


Fig. 11

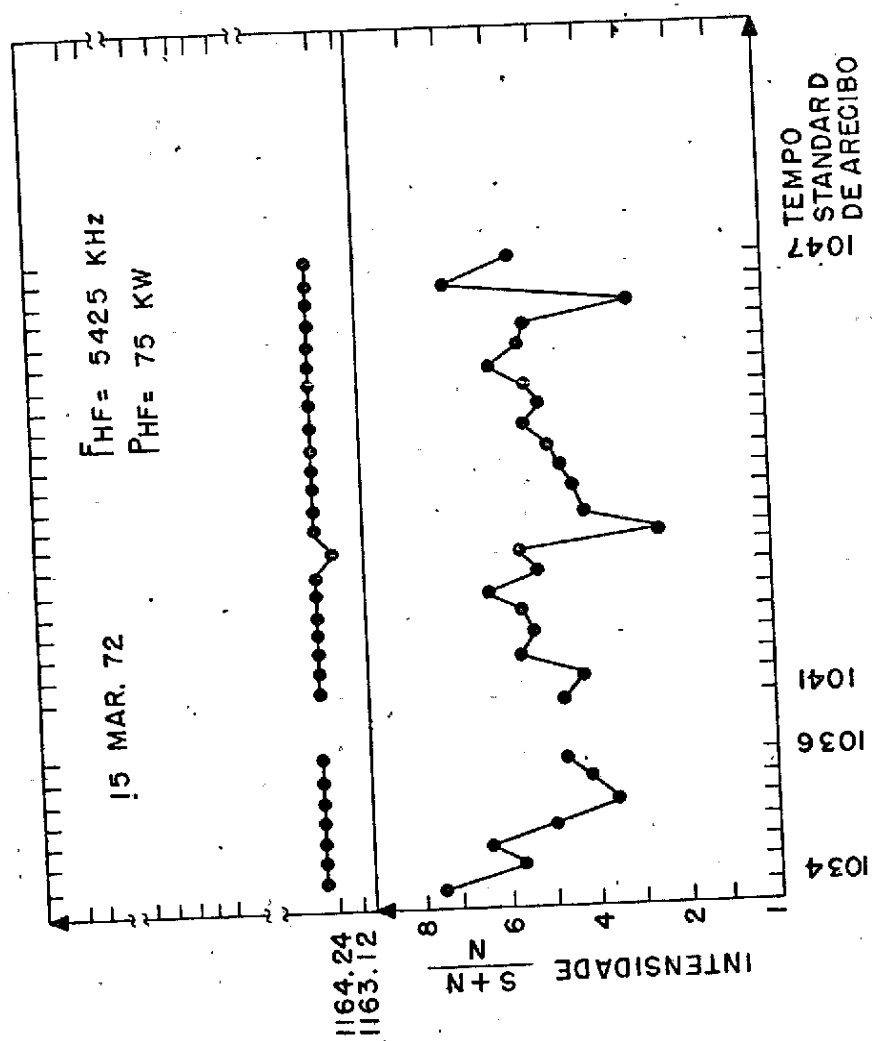


Fig. 12

