

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICO-QUÍMICA

ESTUDO DA UTILIZAÇÃO DE CRISTAIS LÍQUIDOS
COLESTÉRICOS COMO FILTROS DE CORTE NO ES-
PECTRO VISÍVEL

DISSERTAÇÃO SUBMETIDA À UNIVERSIDADE FEDE
RAL DE SANTA CATARINA PARA A OBTENÇÃO DO
GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS

JOSÉ ISIDORO AVELAR DE MAGALHÃES

MAIO DE 1981

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
"MESTRE EM CIÊNCIAS"

NA ESPECIALIDADE FÍSICO-QUÍMICA E APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO.



PROF. JOEL LOUIS RENÉ MUZART, Dr.

ORIENTADOR



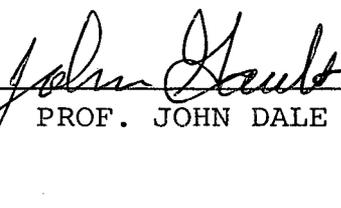
PROF. FARUK NOME AGUILERA, Ph.D.

COORDENADOR

BANCA EXAMINADORA:



PROF. JOEL LOUIS RENÉ MUZART, Dr.



PROF. JOHN DALE GAULT, Ph.D.



PROF. LUIS TAYLOR SILVEIRA SIEDLER, Ph.D.

Aos meus pais

A G R A D E C I M E N T O S

À Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC).

Ao Prof. Joel Louis Renê Muzart pela orientação e incentivo.

À Prof^a Marilena de Moraes e ao Prof. Ricardo Marinelli pela valiosa colaboração.

Aos professores e funcionários do Departamento de Física pelo apoio e úteis sugestões.

Ao CNPq pelo auxílio financeiro.

R E S U M O

A reflexão seletiva da luz por películas de cristal líquido colestérico pode ser utilizada na obtenção de certos filtros óticos, denominados filtros de corte, que transmitem a luz de todos os comprimentos de onda exceto os de uma determinada banda, que é quase totalmente refletida.

No presente trabalho foram obtidos filtros de corte que podem operar à temperatura ambiente, prescindindo de um rigoroso controle da mesma, com misturas binárias de carbonato de oleil co_lesterila (COC) e cloreto de co_lesterila (CC). Verificamos que estes filtros refletem bandas cujas larguras variam de aproximadamente 200 Å a 300 Å, em qualquer região do espectro visível.

Foi observada a concordância qualitativa entre a teoria da propagação da luz nos cristais líquidos colestéricos e os resultados experimentais obtidos.

Verificamos, ainda, que existe uma relação linear entre os comprimentos de onda de mínima transmissão dos filtros e as concentrações dos componentes das misturas de COC e CC.

A B S T R A C T

The selective reflection of light from cholesteric liquid crystal films can be used to obtain notch optical filters, which transmit light in all wavelengths except for a band which is almost completely reflected.

In this work notch filters were obtained that operate at room temperature and which dispense the necessity of this operating temperature being rigidly controlled.

Binary mixtures of cholesteryl oleil carbonate (COC) and cholesteryl chloride (CC) were used for filters which can be made to reflect a band of 200 Å to 300 Å in any part of the visible spectrum.

Qualitative agreement was obtained between our experimental results and cholesteric liquid crystal theory.

A linear relationship between the wavelength of minimum transmission and the relative concentrations of the COC and CC was observed.

S U M Á R I O

I - INTRODUÇÃO	1
II - PROPAGAÇÃO DA LUZ EM CRISTAIS LÍQUIDOS COLESTÉRICOS	4
II.1 - Introdução	4
II.2 - Teoria das propriedades óticas dos cristais lí- quidos colestéricos	6
II.3 - Filtros óticos	14
III - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	17
III.1 - Escolha dos componentes das misturas	17
III.2 - Obtenção das amostras	18
III.3 - Método experimental	19
III.3.1 - Introdução	19
III.3.2 - Montagem experimental	20
III.3.3 - Análise das características da monta- gem experimental	20
III.3.4 - Um exemplo de medida	25
III.3.5 - Influência da temperatura	28
IV - APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS ..	
IV.1 - Resultados experimentais	29
IV.2 - Discussão dos resultados	29
IV.3 - Comentários finais	45
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	48

I - INTRODUÇÃO

Um grande número de substâncias orgânicas apresenta fases intermediárias entre os estados sólido e líquido. Embora líquidas do ponto de vista da mobilidade, estas substâncias, cujas moléculas são mais ou menos alongadas, mostram uma forte anisotropia em algumas de suas propriedades, tal como os cristais sólidos⁽¹⁾. Daí a denominação de cristais líquidos que lhes foi atribuída.

Podemos distinguir dois grupos de cristais líquidos: a) os liotrópicos, que ocorrem em certas soluções (tais como as soluções aquosas de sabões) e cujas características dependem essencialmente das concentrações; b) os termotrópicos, cujas propriedades dependem principalmente da temperatura.

De acordo com o ordenamento molecular, os cristais líquidos foram tradicionalmente classificados em nemáticos, colestéricos e esméticos.

Nos nemáticos, os eixos longos das moléculas tendem a se alinhar paralelamente uns aos outros em uma direção preferencial. Não há, porém, estratificação.

Os colestéricos assemelham-se, localmente, aos nemáticos. Entretanto, se considerarmos volumes maiores dos dois materiais veremos que enquanto nos nemáticos a direção de alinhamento se mantém constante, nos colestéricos ela varia continuamente, resultando em uma estrutura helicoidal. Presentemente, os colestéricos são vistos como nemáticos torcidos.

O que caracteriza por sua vez a estrutura dos esméticos é a sua estratificação. As moléculas, além do alinhamento em uma

direção preferencial, apresentam a tendência a formar estratos ou camadas planas, nas quais elas se apresentam arranjadas lado a lado.

De especial interesse para nós são os cristais líquidos colestéricos, cujas propriedades foram bem sumarizadas por Ferguson⁽²⁾. Em particular, os colestéricos são circularmente dicróicos para um certo intervalo de comprimentos de onda, $\Delta\lambda$, em torno de um certo valor λ_0 ; isto é, transmitem luz circularmente polarizada em um sentido, quase que sem atenuação, enquanto refletem a luz circularmente polarizada em sentido oposto. Esta reflexão seletiva da luz será explorada no presente trabalho.

Para comprimentos de onda fora da banda de reflexão um filme de cristal líquido colestérico exhibe atividade ótica⁽³⁾. O poder rotatório, em certos casos, é da ordem de dezenas de milhares de graus por milímetro de espessura da amostra^(4,5).

O objetivo do nosso trabalho é a obtenção de filtros de corte que funcionem à temperatura ambiente, utilizando as mencionadas propriedades dos cristais líquidos colestéricos.

"Filtro de corte" é como denominamos um filtro ótico capaz de impedir a propagação da luz de determinados comprimentos de onda, permitindo a transmissão de todas as demais frequências. Um tal filtro possibilita, pois, o "corte" de uma ou várias bandas do espectro, não interagindo significativamente com a luz cujas frequências se situam fora das mencionadas bandas.

A maneira de se obter tais filtros, descritos primeiramente por Adams e outros⁽⁶⁾, será exposta após uma suscinta explanação sobre como a luz se propaga em um meio colestérico. Na terceira parte deste trabalho será descrito o dispositivo experimen

tal utilizado. Os resultados serão apresentados e discutidos na quarta e última parte.

II - PROPAGAÇÃO DA LUZ EM CRISTAIS LÍQUIDOS COLESTÉRICOS

II.1 - Introdução

As propriedades óticas dos cristais líquidos colestéricos mencionadas anteriormente podem ser atribuídas à estrutura periódica, helicoidal, dos mesmos. A direção preferencial de alinhamento das moléculas é, usualmente, caracterizada por um vetor \hat{n} . Nos colestéricos a direção de \hat{n} varia de maneira contínua:

$$\left. \begin{aligned} n_x &= \cos (qz + \phi) \\ n_y &= \text{sen} (qz + \phi) \\ n_z &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2-1)$$

como é visto na Fig. II.1. A direção do eixo Oz e o valor da constante ϕ dependem, em geral, das condições de contorno.

O passo P da hélice é a distância ao longo de Oz correspondente a uma rotação de 2π radianos, tal que

$$P = \frac{2\pi}{q} \quad (2-2)$$

O sinal, positivo ou negativo, de q determina o sentido, dextrógiro ou levógiro, respectivamente, da hélice em um sistema de coordenadas dextrógiro. O módulo de q determina a periodicidade espacial.

O estudo da propagação da luz em um meio colestérico tem sido objeto de diversos trabalhos teóricos. Um dos primeiros foi o de de Vries⁽⁷⁾. Seu tratamento é, no entanto, aproximado. Ele explica bem a reflexão seletiva e a atividade ótica para λ bastante diferente de λ_0 mas a teoria falha para a expressão do poder rotató

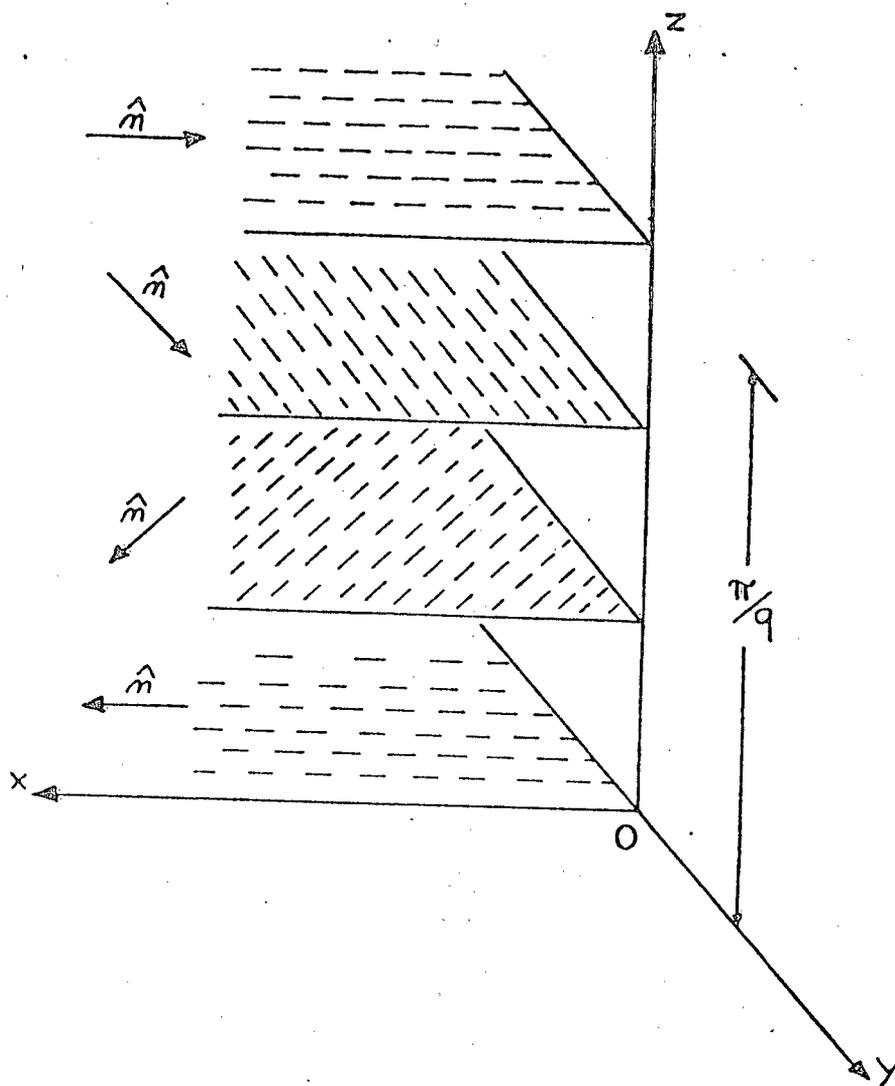


Fig. II.1 - Representação esquemática do arranjo helicoidal das moléculas de um cristal líquido colestérico.

rio dentro da banda de reflexão.

Chandrasekhar e Srinavasa Rao⁽⁸⁾ também trabalharam no problema usando uma abordagem análoga à teoria dinâmica de difração de raios - X, calculando a modificação do estado de polarização da onda incidente sobre uma pilha de placas finas birrefringentes em arranjo helicoidal, usando matrizes de Jones. Ulteriores desenvolvimentos foram feitos, levando em conta fatores tais como a dependência que o coeficiente de reflexão apresenta em relação aos comprimentos de onda, a espessura finita do cristal, a absorção, etc... (9-12)

Também Ferguson⁽²⁾ desenvolveu um modelo ótico para explicar a interação das ondas luminosas com uma estrutura colestérica.

Uma solução exata do problema foi, pela primeira vez, obtida por Nityananda⁽³⁾ e por Kats⁽¹³⁾, para incidência normal da luz. O último deles apresentou, inclusive, uma solução aproximada para incidência não normal.

II.2 - Teoria das propriedades óticas dos cristais líquidos colestéricos

Na presente revisão da teoria, utilizamos o tratamento dado por Priestley⁽¹⁴⁾ que difere no início daquele de de Vries, mas que lhe é bastante semelhante no seu desenvolvimento posterior. A razão de nossa escolha é a clareza do formalismo por ele desenvolvido, o que torna mais fácil a explicação dos fatos experimentais observados.

Consideremos ondas que se propaguem exclusivamente na di

reção Oz (Fig. II-1), tal que, \vec{E} e \vec{D} estejam restritos ao plano xy. Desprezemos a fraca atividade ótica intrínscica das moléculas, a absorção de energia e tomemos a permeabilidade magnética $\mu = 1$. A equação da onda fica então

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = - \frac{\omega^2}{c^2} \overset{\leftrightarrow}{\epsilon} \vec{E} \quad , \quad (2-3)$$

onde $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}$ é o tensor dielétrico. A eq. (2-3) pode ser mais facilmente resolvida mediante o uso de um sistema de referência que gire com a hélice colestérica. Sejam $0a$ e $0b$ os eixos do sistema em rotação, correspondendo às direções paralela e perpendicular ao vetor local \hat{n} , respectivamente. À medida que nos movimentamos ao longo de Oz, $0a$ e $0b$ giram no plano xy e o tensor $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}$ tem, então, a forma

$$\begin{pmatrix} \epsilon_a & 0 \\ 0 & \epsilon_b \end{pmatrix} \quad (2-4)$$

Para fazer a transformação do sistema laboratório para o sistema local, em rotação, podem ser utilizadas as matrizes de Pauli

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

cujas principais propriedades podem ser resumidas por

$$\sigma_j \sigma_k = i \epsilon_{jkl} \sigma_l + \delta_{jk} \sigma_0 \quad (2-5)$$

onde j, k e l podem tomar, independentemente, os valores 1, 2 ou 3,

ϵ_{jkl} é o símbolo anti-simétrico de Levi-Civita

$$\epsilon_{jkl} = \begin{cases} 1 & \text{se } jkl = 123, 231, 312 \\ -1 & \text{se } jkl = 213, 321, 132 \\ 0 & \text{de outra forma,} \end{cases}$$

δ_{jk} é o delta de Kronecker e σ_0 é a matriz unitária 2 x 2.

A transformação de coordenadas pode, então, ser feita de maneira fácil e compacta mediante o uso do operador exponencial $\exp(-i\sigma_j\theta)$, onde

$$\theta = 2\pi z/P \quad (2-6)$$

é o ângulo de torção de \hat{n} .

Utilizando as propriedades das matrizes de Pauli obtém-se

$$\exp(-i\sigma_j\theta) = \sigma_0 \cos \theta - i \sigma_j \sin \theta \quad (2-7)$$

Se q for positivo, a hélice é dextrógira. Então, um vetor campo elétrico \vec{E} , com componentes E_x e E_y no sistema laboratório, terá componentes

$$e \left. \begin{aligned} E_a &= E_x \cos \theta + E_y \sin \theta \\ E_b &= -E_x \sin \theta + E_y \cos \theta \end{aligned} \right\} \quad (2-8)$$

no sistema de coordenadas em rotação. Denotando por \vec{E}' e \vec{D}' os ve

tores neste último sistema, temos

$$\begin{array}{l}
 \vec{E} = \exp(-i\sigma_2\theta) \vec{E}' \\
 \vec{D} = \exp(-i\sigma_2\theta) \vec{D}'
 \end{array}
 \left. \vphantom{\begin{array}{l} \vec{E} \\ \vec{D} \end{array}} \right\} \quad (2-9)$$

No sistema em rotação, sabemos que

$$\vec{D}' = \overset{\leftrightarrow}{\epsilon} \vec{E}' \quad (2-10)$$

onde $\overset{\leftrightarrow}{\epsilon}$ é o tensor local expresso pela eq. (2-4). Se a constante dielétrica média for expressa por $\epsilon = (\epsilon_a + \epsilon_b)/2$ e tomarmos $\beta = (\epsilon_a - \epsilon_b)/2$ como uma medida da anisotropia do meio, então o tensor dielétrico pode ser escrito como

$$\overset{\leftrightarrow}{\epsilon} = \epsilon\sigma_0 + \beta\sigma_2 \quad (2-11)$$

Assim, a equação da onda no sistema laboratório

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{D} = 0 \quad (2-12)$$

torna-se

$$\frac{\partial^2 \vec{E}'}{\partial z^2} - \left(\frac{4\pi i\sigma_2}{P} \right) \frac{\partial \vec{E}'}{\partial z} + \left[\frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon\sigma_0 + \beta\sigma_3) - \frac{4\pi^2\sigma_0}{P^2} \right] \vec{E}' = 0 \quad (2-13)$$

no sistema aOb.

A solução desta última equação é do tipo

$$\vec{E}' = \text{Re} \left\{ \hat{u} E_0 \exp \left[-i \left(\omega t - \frac{2\pi m c^{1/2}}{\lambda} z \right) \right] \right\} \quad (2-14)$$

onde

$$\hat{u} = \begin{pmatrix} u_1 \\ u_2 \end{pmatrix} \quad (2-15)$$

é um vetor complexo que descreve o estado de polarização da onda no sistema em rotação, E_0 é a amplitude da onda e λ o comprimento de onda no vácuo.

Os valores do parâmetro m são funções do passo, da anisotropia dielétrica do meio e dos comprimentos de onda. Substituindo (2-14) em (2-13) e definindo $\alpha = \beta/\epsilon$ e $\lambda' = \lambda/\epsilon^{1/2}$ temos

$$\left[(1 - \lambda'^2 - m^2) \sigma_0 + \alpha \sigma_3 + 2m \lambda' \sigma_2 \right] \hat{u} = 0, \quad (2-16)$$

de onde se obtém

$$m^2 = 1 + \lambda'^2 \pm (4\lambda'^2 + \alpha^2)^{1/2} \quad (2-17)$$

Examinando a eq. (2-17) vemos que uma de suas raízes é sempre positiva para todos os valores de λ' . A outra raiz é negativa se

$$(1 - \alpha)^{1/2} < \lambda' < (1 + \alpha)^{1/2}$$

((Para estes valores de λ' o produto das raízes é negativo). Isto

implica em que as raízes de m^2 , por sua vez, serão imaginárias no mencionado intervalo.

Dois casos limites são importantes :

(a) O limite quando $4\lambda'^2/\alpha^2 \ll 1$.

Neste caso o passo é grande comparado com o comprimento de onda da luz e , através de uma expansão binomial, encontramos que

$$m_1 = -m_3 = (1-\alpha)^{1/2} + \frac{\lambda'^2(\alpha-2)}{2\alpha(1-\alpha)^{1/2}} + \dots \quad (2-18)$$

e

$$m_2 = -m_4 = (1+\alpha)^{1/2} + \frac{\lambda'^2(\alpha+2)}{2\alpha(1+\alpha)^{1/2}} + \dots \quad (2-19)$$

(b) O limite quando $4\lambda'^2/\alpha^2 \gg 1$.

Agora o passo é pequeno comparado ao comprimento de onda da luz, então

$$m_1 = -m_3 = 1-\lambda' - \frac{\alpha^2}{8\lambda'(1-\lambda')} + \dots \quad (2-20)$$

e

$$m_2 = -m_4 = 1+\lambda' + \frac{\alpha^2}{8\lambda'(1+\lambda')} + \dots \quad (2-21)$$

As raízes positivas e negativas, em ambos os casos, estão associa

das com ondas que se deslocam nos sentidos positivo e negativo de $0z$, respectivamente. Vamos considerar apenas as ondas que se propagam no sentido positivo de $0z$, desde que nosso estudo se limita à luz transmitida através da amostra.

Das equações (2-16), (2-18) e (2-19) e da condição de normalização de \hat{u} , podemos obter

$$\hat{u}(m_1) \approx \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2-22)$$

$$\hat{u}(m_2) \approx \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2-23)$$

Vemos, pois, que as ondas de incidência normal são linearmente polarizadas no sistema de referência local, quando o comprimento de onda "reduzido", λ' , tende a zero. Como o sistema local gira, à medida que z aumenta, assim também o fazem os vetores polarização.

Quando $4\lambda'^2/\alpha^2 \gg 1$, os valores apropriados de m são dados pelas equações (2-20) e (2-21), então

$$\hat{u}(m_1) \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (2-24)$$

$$\hat{u}(m_2) \approx \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} \quad (2-25)$$

Assim, os modos são circularmente polarizados para os valores grandes de λ' . Para valores de λ' intermediários entre aqueles extre

mos, as ondas m_1 e m_2 são elipticamente polarizadas, com as elipticidades dadas pelas razões entre u_1 e u_2 . A elipticidade da onda m_1 diverge de maneira anômala na região próxima a $\lambda' = 1$. A elipticidade de m_2 varia continuamente com λ' e é bastante próxima da unidade na referida região (onda circularmente polarizada).

Para valores de λ' entre $(1-\alpha)^{1/2}$ e $(1+\alpha)^{1/2}$, como vimos, m_1 é imaginária e a correspondente onda não se propaga. Esta região do espectro corresponde, pois, à banda de reflexão. A onda m_2 propaga-se livremente para todos os valores de λ' .

Assim, a onda m_2 que, pela eq. (2-25), é circularmente polarizada à esquerda, é transmitida através de uma estrutura colestérica cuja hélice é dextrógira, enquanto que a onda m_1 , circularmente polarizada à direita, é refletida. Observe-se que a configuração instantânea do campo elétrico de m_2 é de sentido oposto ao da hélice colestérica enquanto que a de m_1 se superpõe a esta.

Fora da banda de reflexão, as duas ondas circularmente polarizadas, m_1 e m_2 , de sentidos opostos, são transmitidas e vão resultar em uma onda plano polarizada cujo plano de polarização é dirigido segundo a bissetriz do ângulo instantâneo entre os dois vetores que giram. Porém, suas velocidades de fase são diferentes, no meio colestérico. Esta é a origem da atividade ótica. Transformando novamente para o sistema laboratório os componentes dos vetores \vec{E}'_1 e \vec{E}'_2 das ondas m_1 e m_2 , podemos calcular, pela eq. (2-14) os ângulos de fase θ_1 e θ_2 , respectivamente, destas ondas. A rotação do plano de polarização será dada então por $\psi = 1/2 (\theta_1 + \theta_2)$. O poder rotatório pode, então, ser obtido e é igual a

$$\frac{d\psi}{dz} = - \frac{2\pi}{P} \cdot \frac{\alpha^2}{8\lambda'^2 (1-\lambda'^2)} \quad (2-26)$$

resultado já obtido por de Vries. Esta expressão, entretanto, não é válida para a banda de reflexão, onde diverge.

Todos esses resultados podem ser verificados experimentalmente conforme veremos mais tarde ao analisarmos as curvas obtidas.

Vimos, pois, que a reflexão é máxima para $\lambda' = 1$. Da definição de λ' , vem que o pico de reflexão ocorre para um comprimento de onda

$$\lambda_0 = \epsilon^{1/2} P = \bar{n} P, \quad (2-27)$$

onde \bar{n} é o índice de refração médio do material colestérico. Esta reflexão seletiva, que se estende por uma banda em torno de $\lambda_0 = \bar{n}P$, enseja a fabricação de filtros óticos.

II.3 - Filtros Óticos

Um filme colestérico por si só já é um filtro de corte de vez que, teoricamente, reduz a intensidade da luz transmitida a 50% de seu valor, na região de máxima reflexão. Filtros que permitem a passagem de apenas uma banda de espectro podem ser feitos colocando o filme colestérico entre polarizadores cruzados. Tal banda, entretanto, será necessariamente larga por causa da atividade ótica. Filtros multibanda são obtidos se várias amostras, de diferentes passos forem colocadas, em sucessão, entre os polarizadores.

Adams, Haas e Dailey⁽⁶⁾ propõem duas maneiras de se obter eficientes filtros de corte. Ambas estão esquematizadas na Fig. II.2.

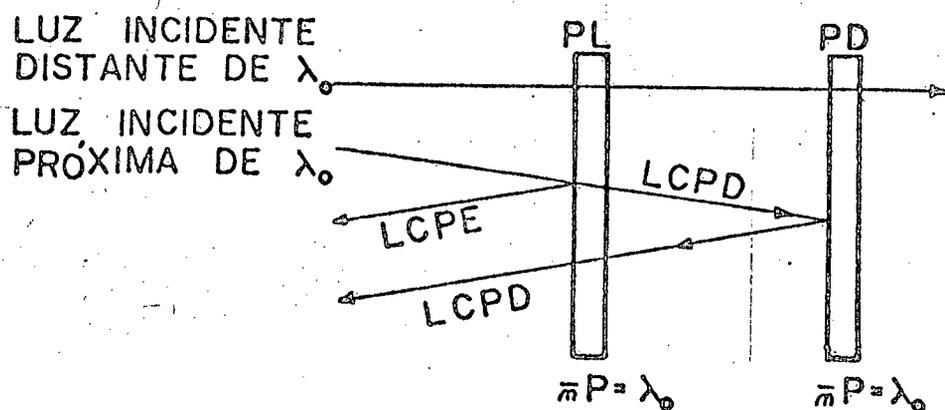


Fig. II.2(a) - Filtro de corte utilizando cristais líquidos colestéricos de helicidade oposta.

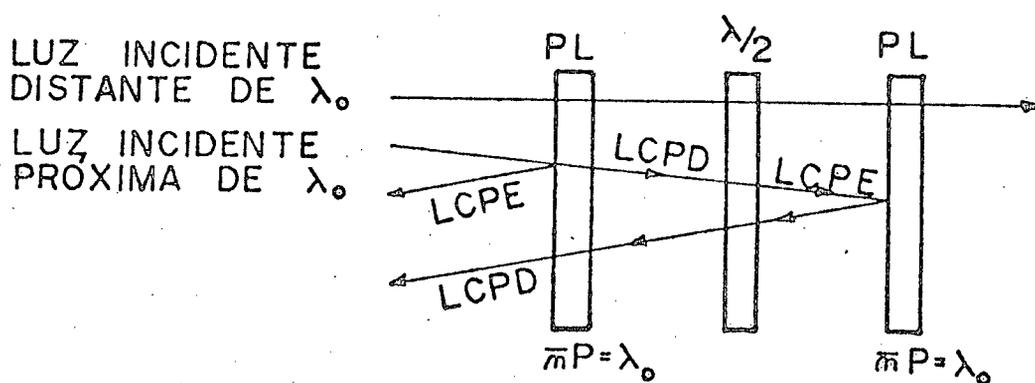


Fig. II.2(b) - Filtro de corte utilizando cristais líquidos colestéricos idênticos.

LCPE - luz circularmente polarizada à esquerda

LCPD - luz circularmente polarizada à direita

PL - película de cristal líquido colestérico levógiro

PD - película de cristal líquido colestérico dextrógiro

A primeira, Fig. II.2 (a), consiste em colocar em série dois filmes colestéricos de mesmo passo porém de helicidade inversa. Assim, quando luz não polarizada ou plano-polarizada, cujos comprimentos de onda forem próximos de $\lambda_0 = \bar{n} P$, incide em um primeiro filme, v. g., levôgiro, uma componente circularmente polarizada à esquerda é refletida enquanto a outra componente, circularmente polarizada à direita é transmitida e reflete-se, à seguir, no segundo filme, dextrôgiro. Toda a banda, assim, é rejeitada enquanto os demais comprimentos de onda passam, pelos filmes sem serem afetados significativamente. Os autores apresentam um resultado experimental obtido. Este processo, no entanto, é difícil de ser posto em prática devido ao rigoroso controle de temperatura que exige, pois a variação do passo com a mesma não é igual para os dois filmes, geralmente.

A segunda maneira, Fig. II.2 (b), consiste em usar dois filmes da mesma mistura colestérica com uma lâmina de meia-onda intercalada entre eles. A luz circularmente polarizada que for transmitida pelo primeiro terá sua polarização circular invertida pela lâmina de meia-onda e será refletida pelo segundo filme. Iguais variações de temperatura provocarão em ambos a mesma variação do passo e, em consequência, do λ_0 . Nosso trabalho consiste, precisamente, na obtenção de filtros de corte pelo segundo método, apenas sugerido pelos autores, pois nos parece mais prático de vez que pode dispensar o uso de câmaras de aquecimento e controladores de temperatura.

III - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Nos ítems que seguem, iremos discorrer sobre a obtenção das misturas colestéricas utilizadas, a preparação das amostras e o método experimental adotado no estudo das mesmas e dos filtros de corte.

III.1 - Escolha dos componentes das misturas

A primeira etapa do trabalho consistiu em encontrar-se uma mistura que fosse cristal líquido colestérico à temperatura ambiente, pouco sensível às variações da mesma e que, simultaneamente, pudesse "cortar" qualquer banda do espectro visível, mediante variações nas concentrações dos componentes.

O estudo da variação do passo da hélice com a composição, para misturas de colestéricos é encontrado na literatura (15-17). Observa-se que a helicidade de uma mistura binária de cristais líquidos colestéricos consistindo de um componente dextrógiro e um levógiro muda da direita para a esquerda à medida que a proporção do material dextrógiro aumenta além de um certo valor, havendo uma razão entre as proporções dos componentes para a qual a mistura comporta-se como um nemático (passo infinito). Experiências feitas mostram, para diversas misturas, haver uma relação linear entre $(\bar{n}P)^{-1}$ e as concentrações dos componentes⁽¹⁷⁾. Desvios da linearidade ocorrem com frequência e tem por origem causas diversas. Em nosso caso, tal linearidade seria altamente desejável, no intervalo visível do espectro, pois permitiria saber a concentração necessária ao corte de uma determinada banda, em torno de um certo

comprimento de onda (doravante denominado λ_c).

O carbonato de oleil colessterila (COC) apresenta a meso fase colestérica à temperatura ambiente. Assim, misturas em que a sua percentagem é significativa também a apresentam. Isto torna o COC um forte candidato a qualquer experiência a ser realizada à temperatura ambiente.

Depois de várias tentativas com misturas de COC e outros cristais líquidos, recaímos nos conhecidos cloreto e nonanoato de colessterila (CC e CN). Misturas de COC, CC e CN, em concentrações variadas, servem bem como filtros de corte. Entretanto, não melhoram os resultados que se pode obter com misturas binárias de COC e CC e tornam mais difícil a determinação da relação entre as percentagens dos ingredientes e o correspondente λ_c . Além disso, a presença do nonanoato tende a tornar a amostra mais sensível às variações de temperatura.

Por esses motivos nos dedicamos em especial às misturas dos citados cloreto de colessterila (dextrógiro) e carbonato de oleil colessterila (levógiro), em proporções variadas.

III.2 - Obtenção das amostras

A etapa seguinte foi a purificação dos componentes. O CC foi recristalizado três vezes, usando-se como solvente o acetato de etila. A referência que tínhamos sobre a dificuldade da recristalização do COC⁽¹⁸⁾, devido à retenção de solvente pelo mesmo, fez com que optássemos pelo seu uso no estado original. Foram usados cristais líquidos da marca Aldrich.

A pesagem das misturas foi feita em uma balança Metler

H-51 e o processo de obtenção das mesmas foi idêntico ao descrito por Denicoló⁽¹⁹⁾.

De cada uma das misturas foram preparadas duas amostras. Cada amostra consiste em uma película colestérica colocada em meio a duas lâminas planas de vidro, entre tiras de "mylar" com espessura nominal de $12,7\mu$. A finalidade das tiras de "mylar" é garantir um espaçamento aproximadamente uniforme entre as lâminas de vidro. Ambas estas lâminas haviam sido previamente friccionadas em uma direção preferencial.

Deixadas resfriar até a temperatura ambiente, estas amostras assumem naturalmente a textura colestérica plana.

III.3 - Método experimental

III.3.1 - Introdução

Para verificar o alinhamento das amostras e algumas de suas características (tais como os comprimentos de onda correspondentes às respectivas bandas de reflexão, a largura destas bandas, etc...) decidimos:

1º) registrar as curvas de intensidade versus comprimentos de onda da luz transmitida através de cada amostra, colocada entre polarizadores cruzados;

2º) repetir o procedimento, agora com as duas amostras, de uma mesma mistura, colocadas, em série, entre os polarizadores cruzados.

Então, retirando o analisador e intercalando uma placa de meia-onda entre as amostras (de uma mesma mistura), seria plotado o gráfico da intensidade em função dos comprimentos de onda da

luz transmitida através do filtro de corte assim formado.

III.3.2 - Montagem experimental

Para executar os procedimentos acima descritos fizemos uso da montagem esquematizada na Fig. III.1. Como fonte luminosa foi empregada uma lâmpada de tungstênio (Baush & Lomb). Um sistema ótico composto de lentes, diafragmas e espelhos (Spindler & Hoyer) serviu para colimar a luz e dirigi-la por entre os suportes onde seriam colocadas as amostras. Estes suportes, por sua vez, foram montados de forma a permitir a fácil colocação em série de polarizadores, lâminas de meia-onda e amostras colestéricas, de tal maneira que a incidência dos raios luminosos sobre estas fosse, essencialmente, normal.

Para análise da luz transmitida foi utilizado um espectrômetro de rede, fabricado no Departamento de Física da UFSC, cuja leitura varia de 2.000 \AA a 10.000 \AA e com poder de resolução máximo da ordem de 1 \AA (20). O alinhamento da montagem foi feito com auxílio de um laser. O sistema de detecção consistiu em uma fotomultiplicadora (119 ERMA III, RCA) na saída do espectrômetro, à qual foi acoplado um multímetro digital (Keithley - 171) e, através deste, um registrador (HP 7044 A).

Além da precisão das medidas, esta montagem permite a rápida varredura do espectro, quando da obtenção das curvas, resultando em economia de tempo.

III.3.3 - Análise das características da montagem experimental

Para verificar a precisão do espectrômetro à época em que

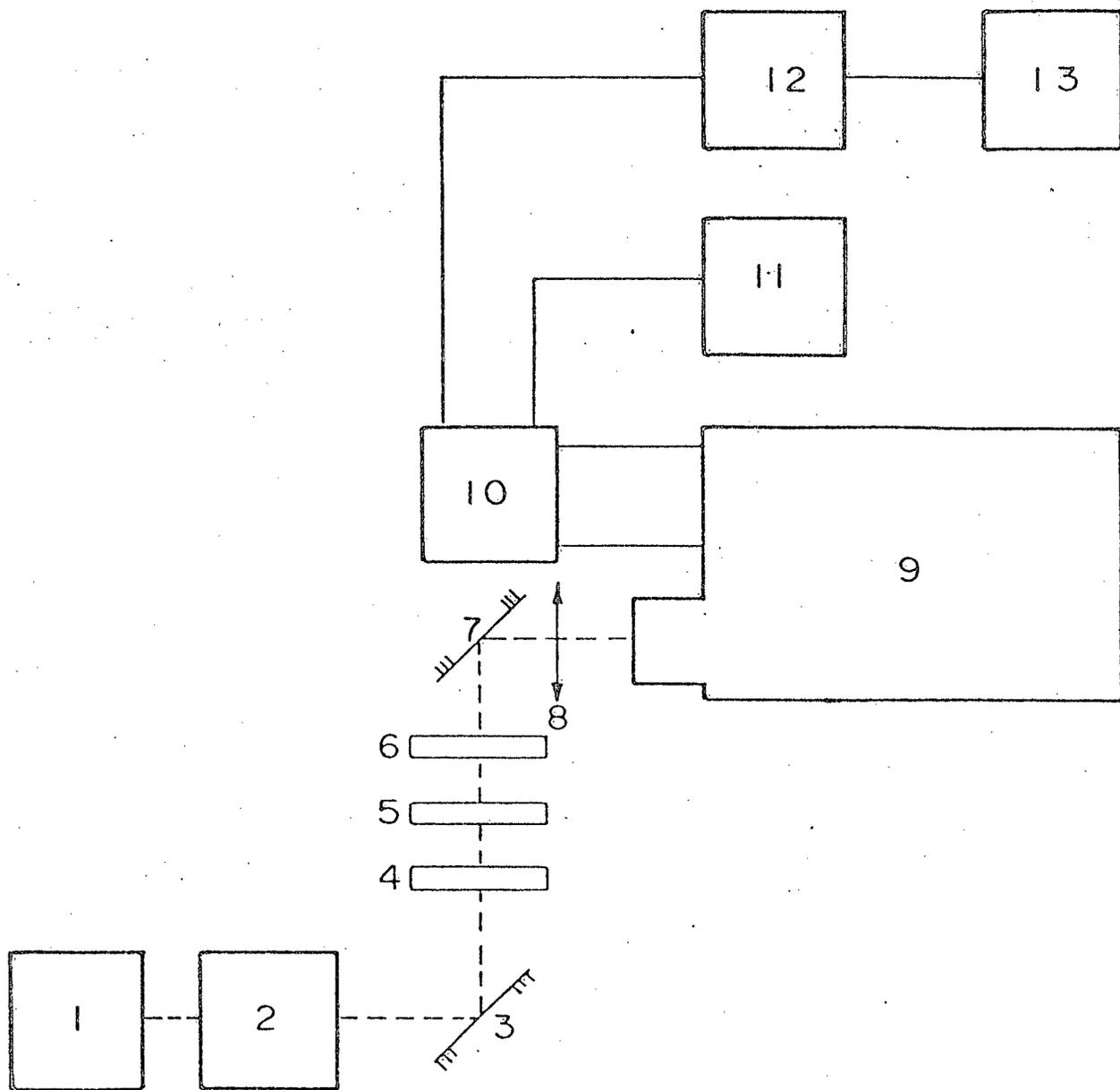


Fig. III.1 - Montagem experimental: 1) lâmpada de tungstênio; 2) sistema ótico; 3) e 7) espelhos; 4) e 6) amostras de cristal líquido colestérico; 5) placa de meia-onda; 8) lente; 9) espectrômetro ótico; 10) fotomultiplicadora; 11) fonte de alta tensão; 12) multímetro digital; 13) registrador.

As medidas definitivas foram realizadas, usamos como fonte luminosa uma lâmpada de He e confrontamos o espectro obtido com os dados de uma tabela. Notamos que várias linhas tinham sua posição deslocadas relativamente aos valores tabelados. Um gráfico dos desvios em função dos comprimentos de ondas, Fig. III.2, entretanto, mostra uma relação aproximadamente linear entre aqueles e estes na região de interesse. Isto nos permite fazer a correção dos comprimentos de onda medidos, através da seguinte relação empírica

$$\delta\lambda = 8 \times 10^{-3} \lambda - 55$$

obtida pelo método dos mínimos quadrados, a partir dos valores plotados no gráfico da Fig. III.2.

Como a abertura das fendas do espectrômetro, em nossas medidas, é de 200μ e a velocidade de varredura dos comprimentos de onda está por volta dos 130 angstroms por minuto, a resolução do aparelho não é a resolução máxima. Do espectro de calibração foi possível verificar que a resolução é melhor do que 10 angstroms, o que é suficiente para a análise das curvas medidas, cuja largura, como veremos mais adiante, é da ordem de 200 angstroms.

Para a correção das curvas, foram realizadas, também, várias medidas da intensidade da luz emitida pela lâmpada de tungstênio. Usamos o mesmo esquema experimental utilizado para a análise das amostras, mas sem as mesmas. Um exemplo desta medidas está na Fig. III.3. Foi, então, elaborada uma tabela de correção. Posteriormente, foi feito um programa de computador para corrigir as curvas obtidas com as amostras de cristal líquido, multiplicando os resultados destas pelos fatores da tabela.

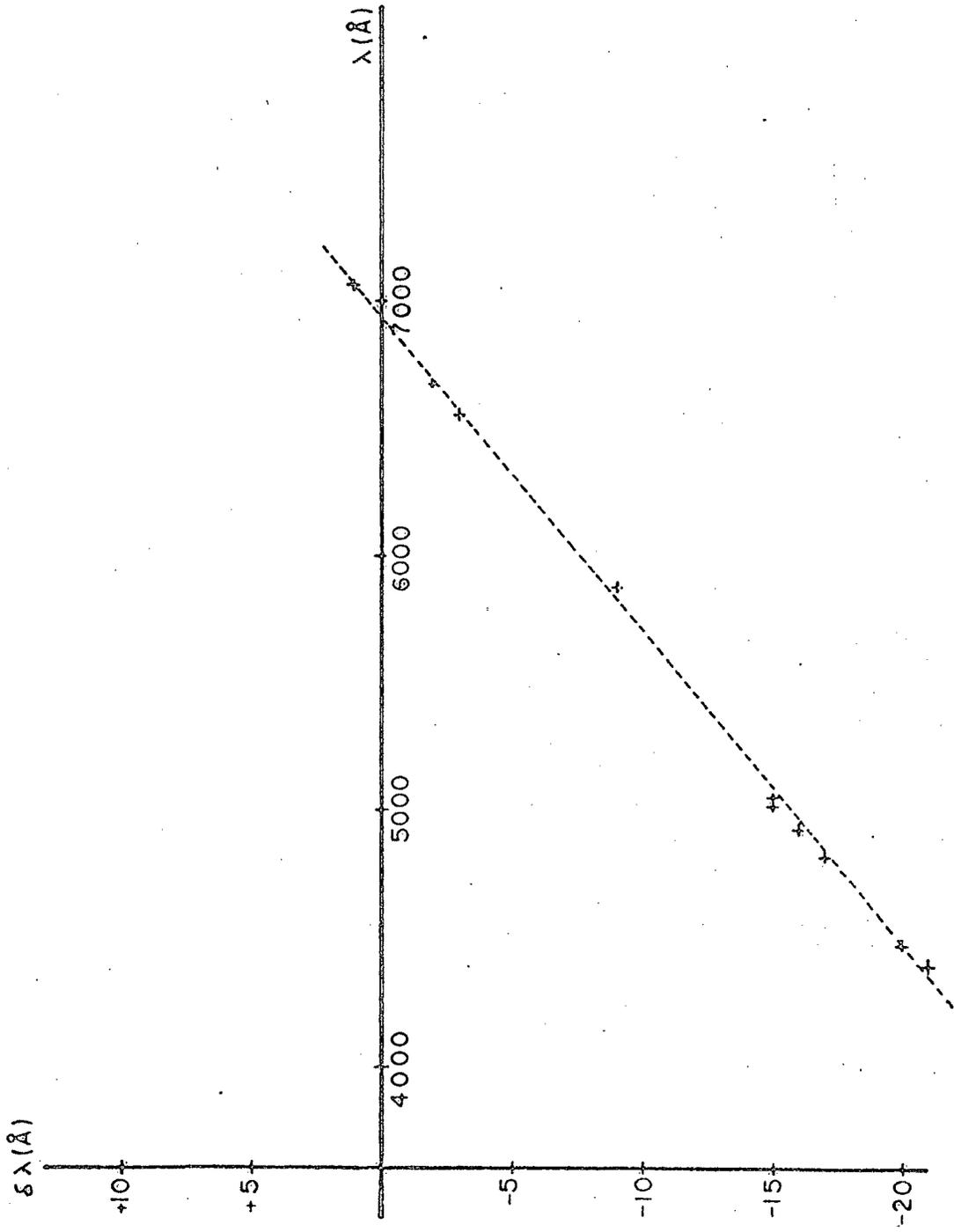


Fig. III.2 - Desvios dos comprimentos de onda medidos versus comprimentos de onda reais ($\delta\lambda = \lambda_{\text{medido}} - \lambda_{\text{real}}$)

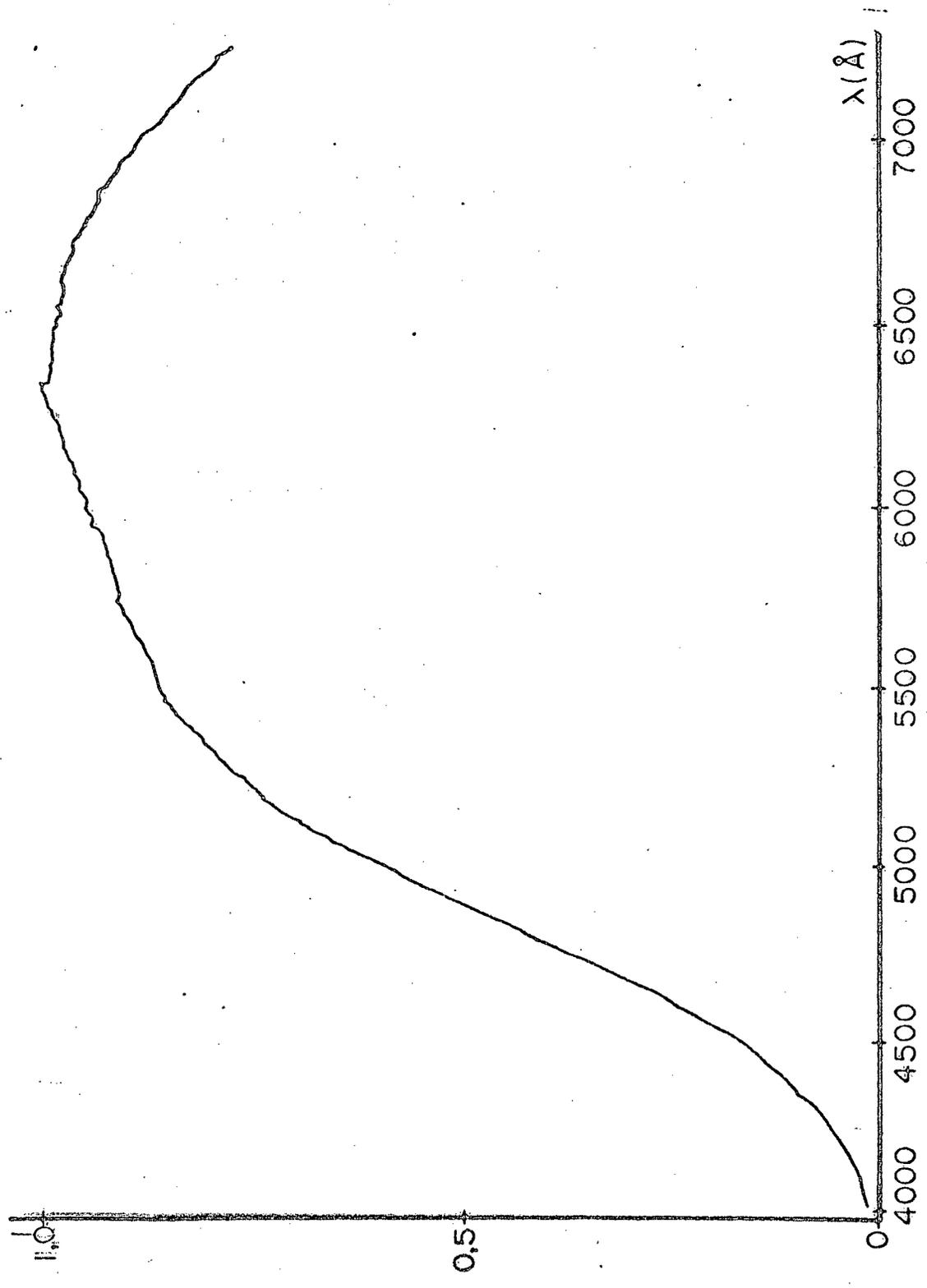


Fig. III.3 - Resposta espectral de montagem experimental utilizada (lâmpada + espectrômetro + fotomultiplicadora). A intensidade está indicada em unidades arbitrárias.

Precisávamos ainda conhecer como a eficiência de nossa placa de meia-onda varia com relação aos comprimentos de onda da luz. Tal placa, como se sabe, introduz uma diferença de fase de 180° entre as ondas ordinária e extraordinária. Se o plano de vibração de um feixe de luz plano-polarizada, incidente, faz um ângulo arbitrário θ com o eixo rápido da placa, emergirá fazendo um ângulo θ simétrico relativamente a esse eixo. A defasagem de $\lambda/2$ entre as ondas ordinária e extraordinária (de mesma frequência) implica em uma rotação de 2θ do vetor campo elétrico. As ondas elíptica e circularmente polarizadas terão seu sentido invertido, mudando da direita para a esquerda e vice-versa⁽²¹⁾.

Colocamos, então, nossa placa entre polarizadores cruzados, com o eixo rápido em ângulo de 45° relativamente ao plano de polarização da luz e fizemos a varredura dos comprimentos de onda. O resultado é apresentado na Fig. III.4. Como se vê, o comportamento da placa é razoavelmente uniforme, exceto para os comprimentos de onda por volta dos 5.000 angstroms e abaixo deste valor. Como quase todas nossas medidas foram realizadas no intervalo de comprimento de onda em que a placa de meia-onda é bastante uniforme, não julgamos necessário fazer a correção das curvas de corte em função da mesma.

III.3.4 - Um exemplo de medida

Na Fig. III.5 apresentamos um exemplo de curva de intensidade versus comprimentos de onda para a luz transmitida através de um filtro de corte. Os procedimentos para obtê-la e a montagem experimental usada são os descritos nos itens anteriores. A linha contínua é o gráfico traçado pelo registrador. Tendo em vista as

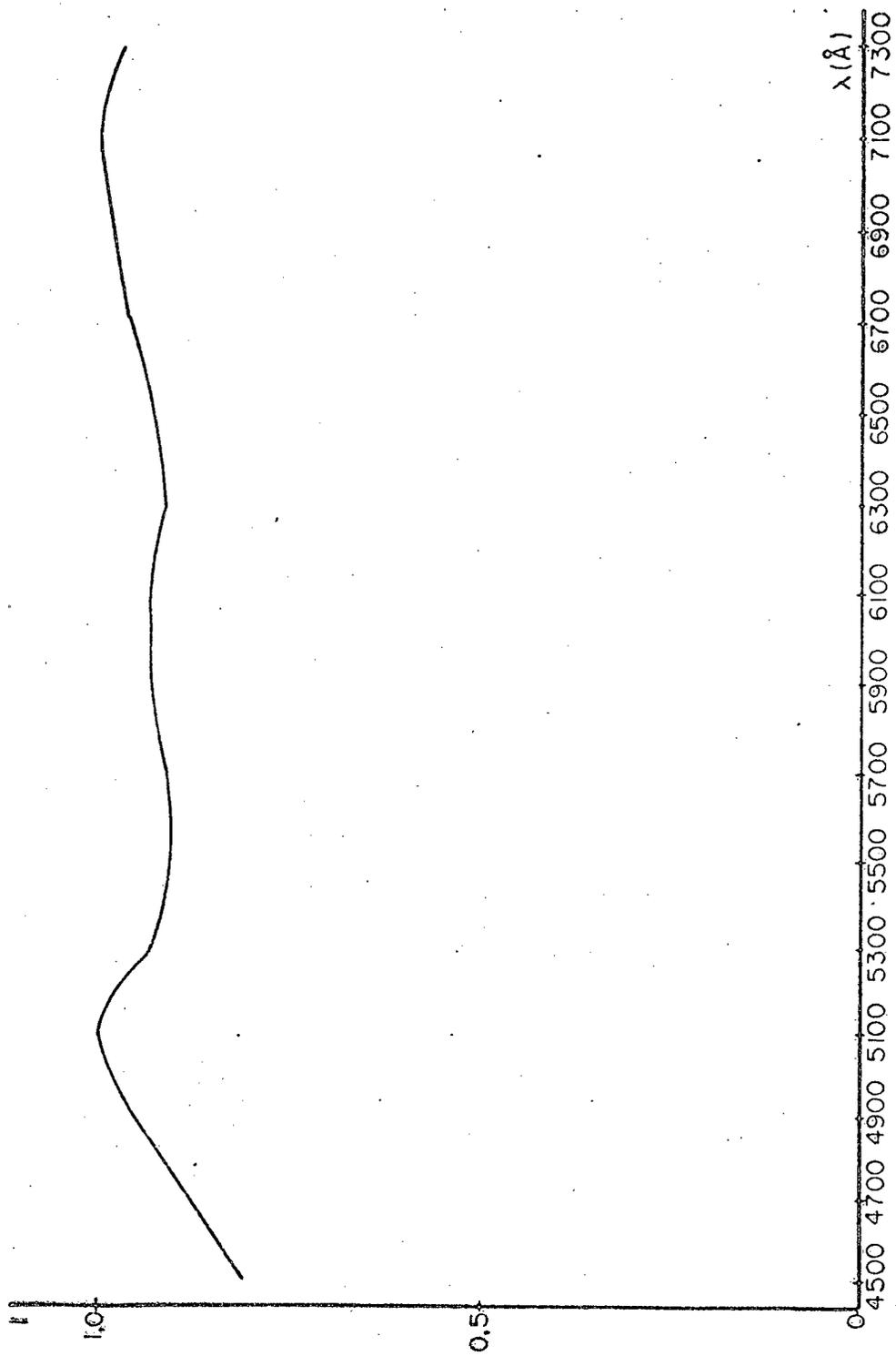


Fig. III.4 - Intensidade (em unidades arbitrárias) versus comprimentos de onda da luz transmitida através de polarizadores cruzados com a placa de meia-onda entre ambos, em ângulo de 45° .

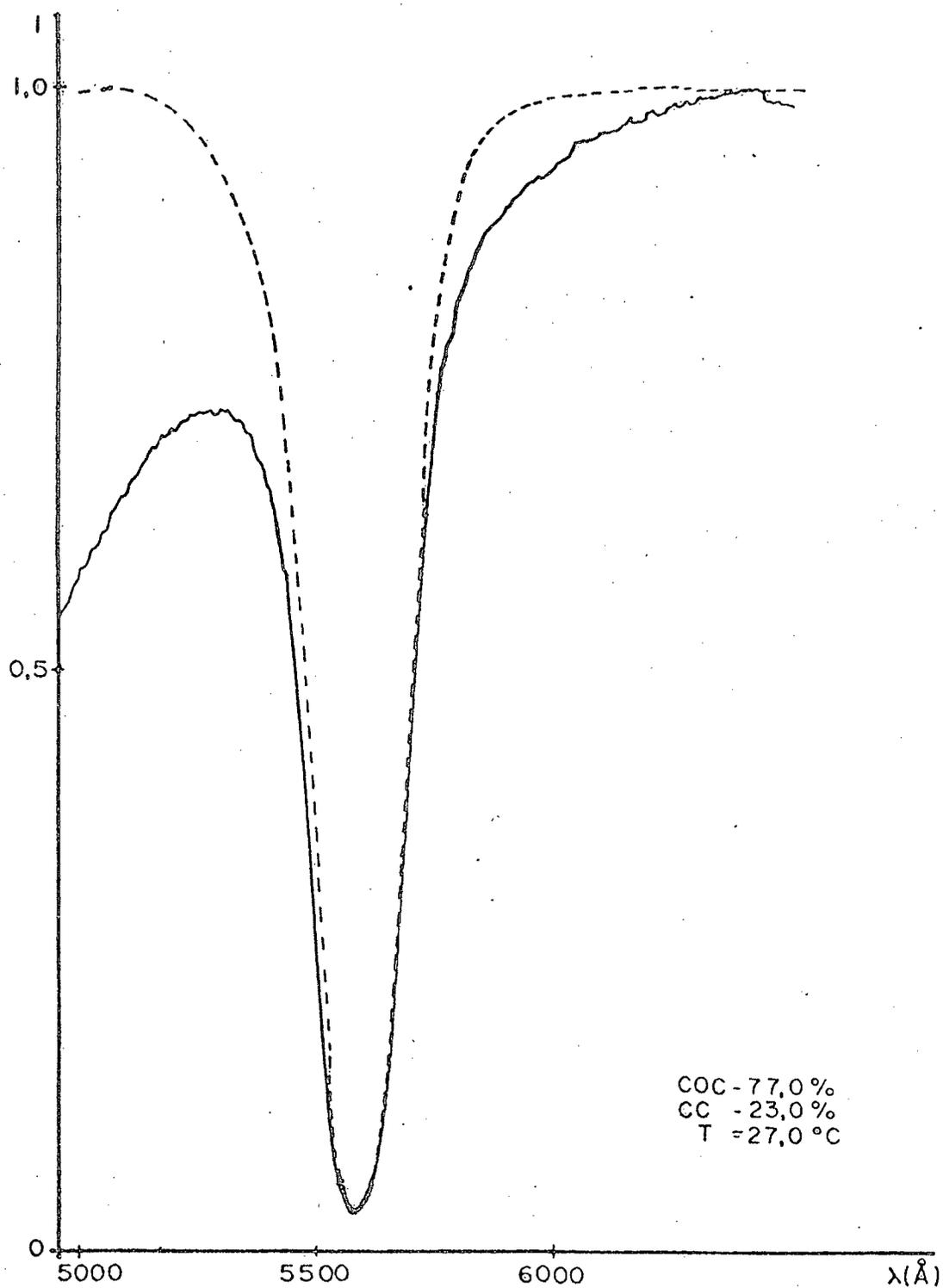


Fig. III.5 - Filtro de corte. A linha contínua   o resultado experimental e a pontilhada   a curva corrigida. A intensidade está indicada em unidades arbitrárias.

características da montagem, foi feita a correção dos resultados conforme o exposto no item III.3.3. A curva corrigida (pontilhada, na figura) tem a forma esperada, ou seja: o valor de I é aproximadamente constante para todos os comprimentos de onda, exceto na banda em torno de um λ_c .

De agora em diante, serão apresentadas somente as curvas já corrigidas.

III.3.5 - Influência da temperatura

Não foi feito um estudo sistemático da variação do passo das misturas com a temperatura. Entretanto, observamos que, para pequenas variações da temperatura ambiente, o valor de λ_c varia de $0,1\%/^{\circ}\text{C}$ a $0,5\%/^{\circ}\text{C}$, dependendo das concentrações. Assim sendo, podemos dizer que as misturas utilizadas são relativamente pouco sensíveis às mudanças de temperatura, especialmente aquelas em que é baixa a concentração de CC.

IV - APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

IV.1 - Resultados experimentais

Duas sequências de curvas experimentais, correspondendo a duas misturas de COC e CC, em diferentes proporções, estão apresentadas, à título de exemplo, nas figuras numeradas de IV.1(a) a IV.2(d). As curvas, já corrigidas, foram obtidas segundo o método descrito anteriormente. A quantidade percentual de massa de cada componente está anotada ao alto, à direita. O valor aproximado de T refere-se à temperatura ambiente e não exatamente à do cristal líquido. As letras (a) e (b) indicam as curvas de transmissão, com polarizadores cruzados, de diferentes amostras de uma determinada mistura (as quais serão denominadas amostras 1 e 2). As letras (c) referem-se aos espectros de transmissão, com as amostras 1 e 2 de uma mistura, dispostas em série, entre polarizadores cruzados. As letras (d) indicam as curvas dos filtros de corte. Em todos os gráficos, a intensidade da luz transmitida está indicada em unidades arbitrárias.

Na Fig. IV.3 mostramos um dos espectros de transmissão da luz através de uma amostra colestérica, sem os polarizadores; esses espectros foram registrados para ulterior comparação com as curvas obtidas com polarizadores cruzados, conforme será descrito mais adiante.

Na tabela IV.1 apresentamos, como exemplo, os dados extraídos de uma sequência de curvas experimentais referentes a uma mistura e na tabela IV.2 estão resumidos os resultados obtidos com os filtros de corte das diversas misturas.

Na Fig. IV.4 apresentamos o gráfico de λ_c^{-1} versus as con

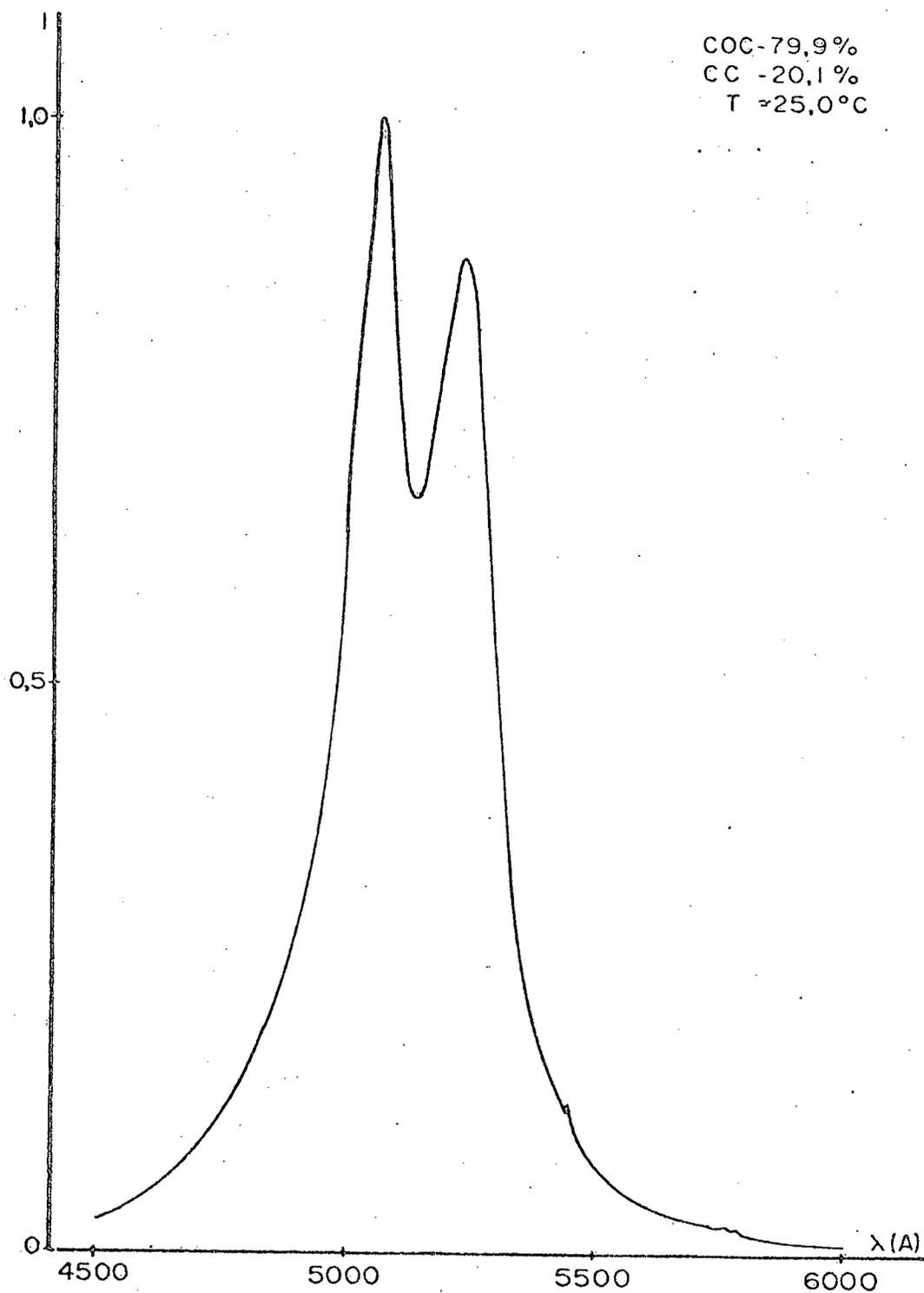


Fig. IV.1(a) - Intensidade versus comprimentos de onda da luz transmitida através da amostra 1 de uma mistura de COC(79,9%) e CC(20,1%), entre polarizadores cruzados.

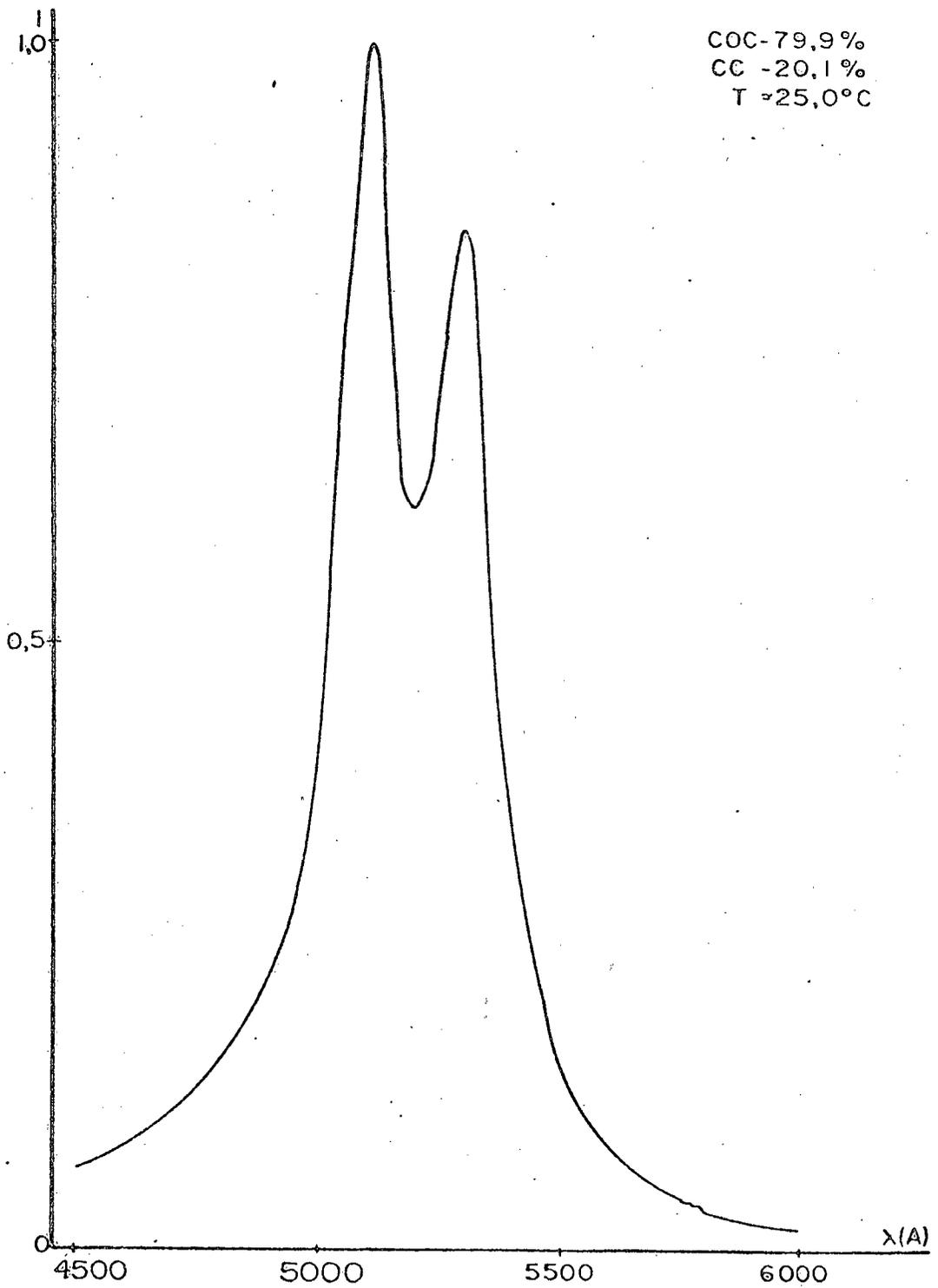


Fig. IV.1(b) - Intensidade versus comprimentos de onda da luz transmitida através da amostra 2 de uma mistura de COC (79,9%) e CC (20,1%), entre polarizadores cruzados.

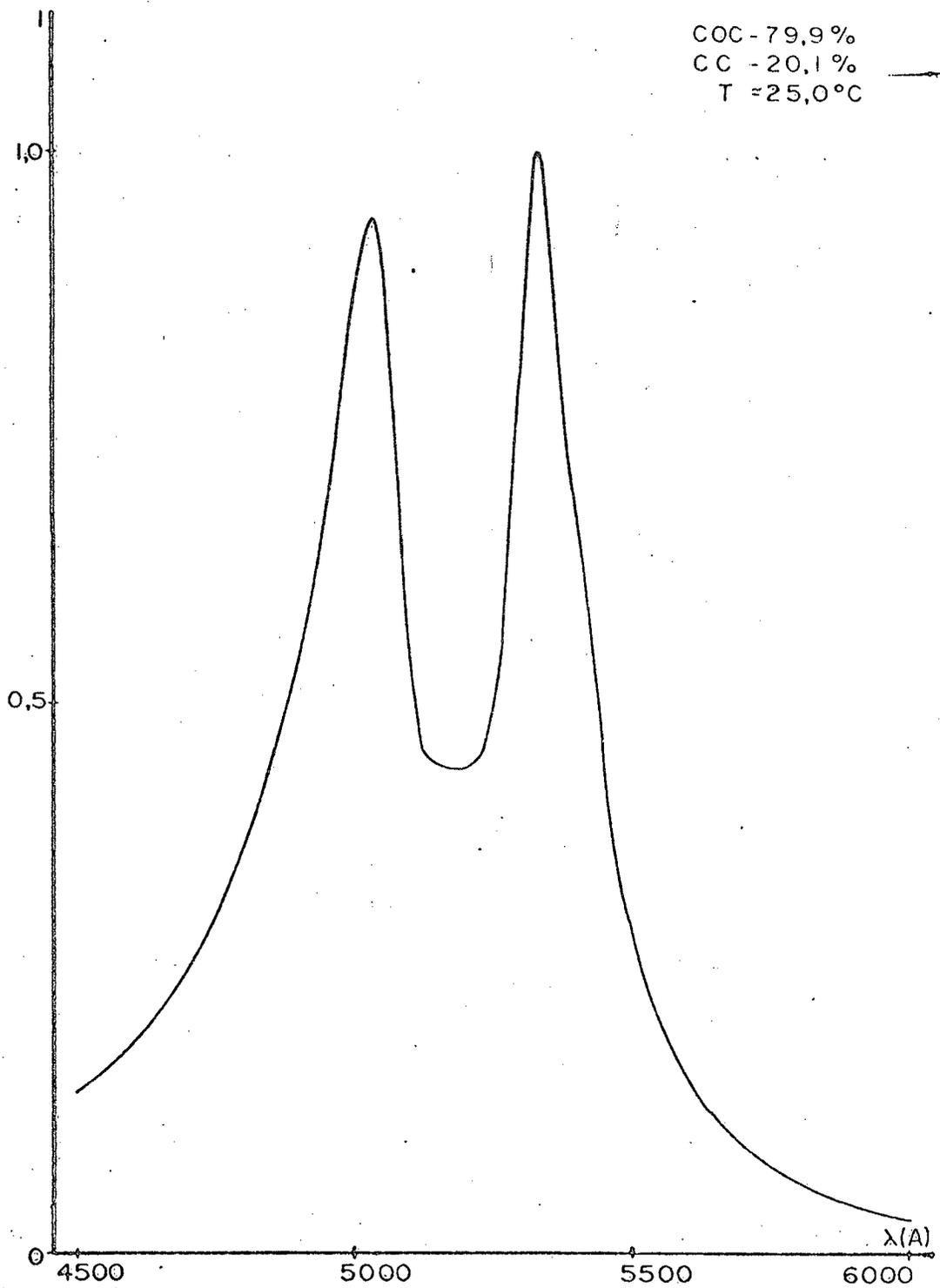


Fig. IV.1(c) - Intensidade versus comprimentos de onda da luz transmitida através das amostras 1 e 2 de uma mistura de COC(79,9%) e CC(20,1%), entre polarizadores cruzados.

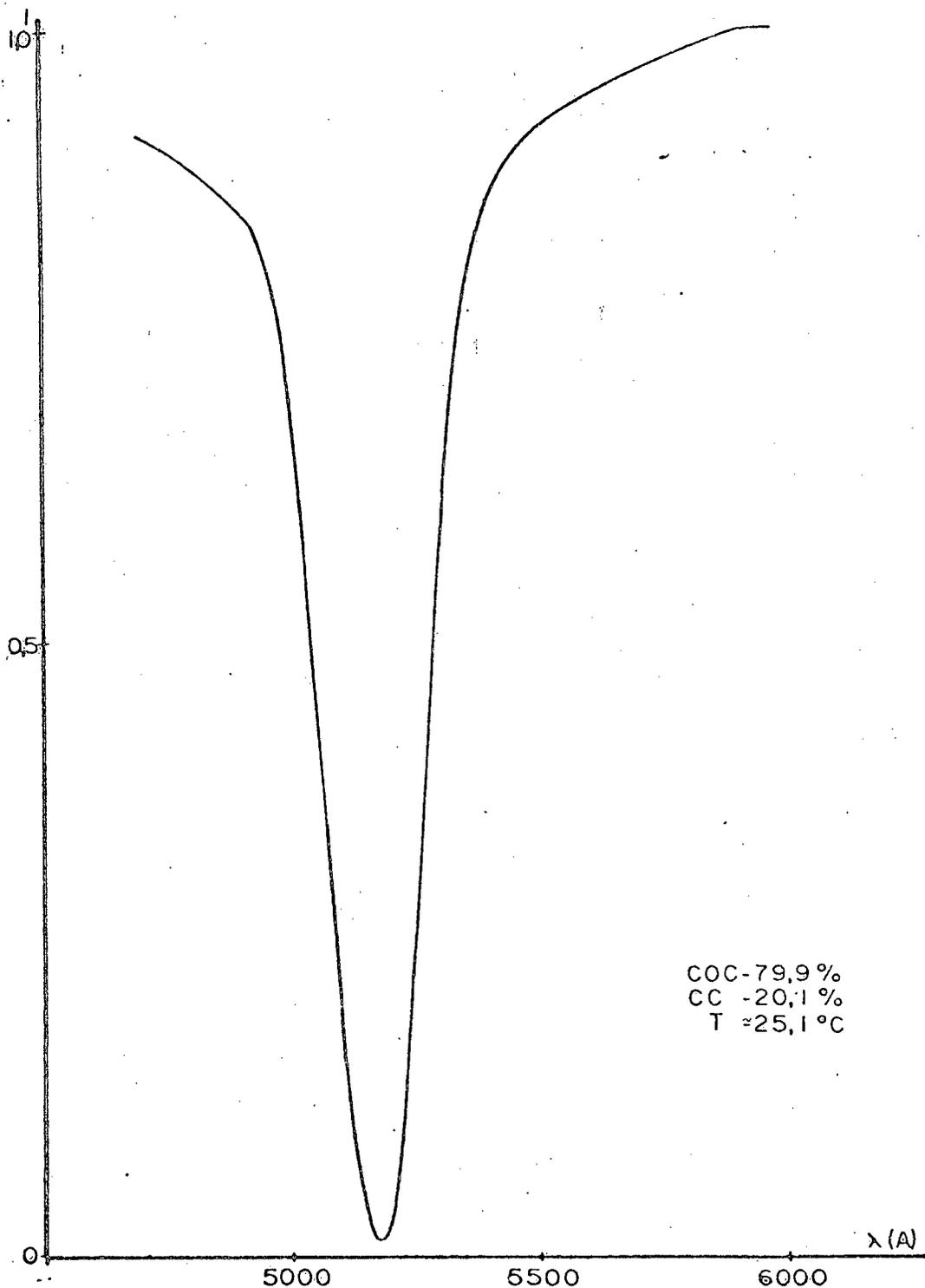


Fig. IV.1(d) - Intensidade versus comprimentos de onda da luz transmitida pelo filtro de corte formado com as amostras 1 e 2 de uma mistura de COC(79,9%) e CC(20,1%).

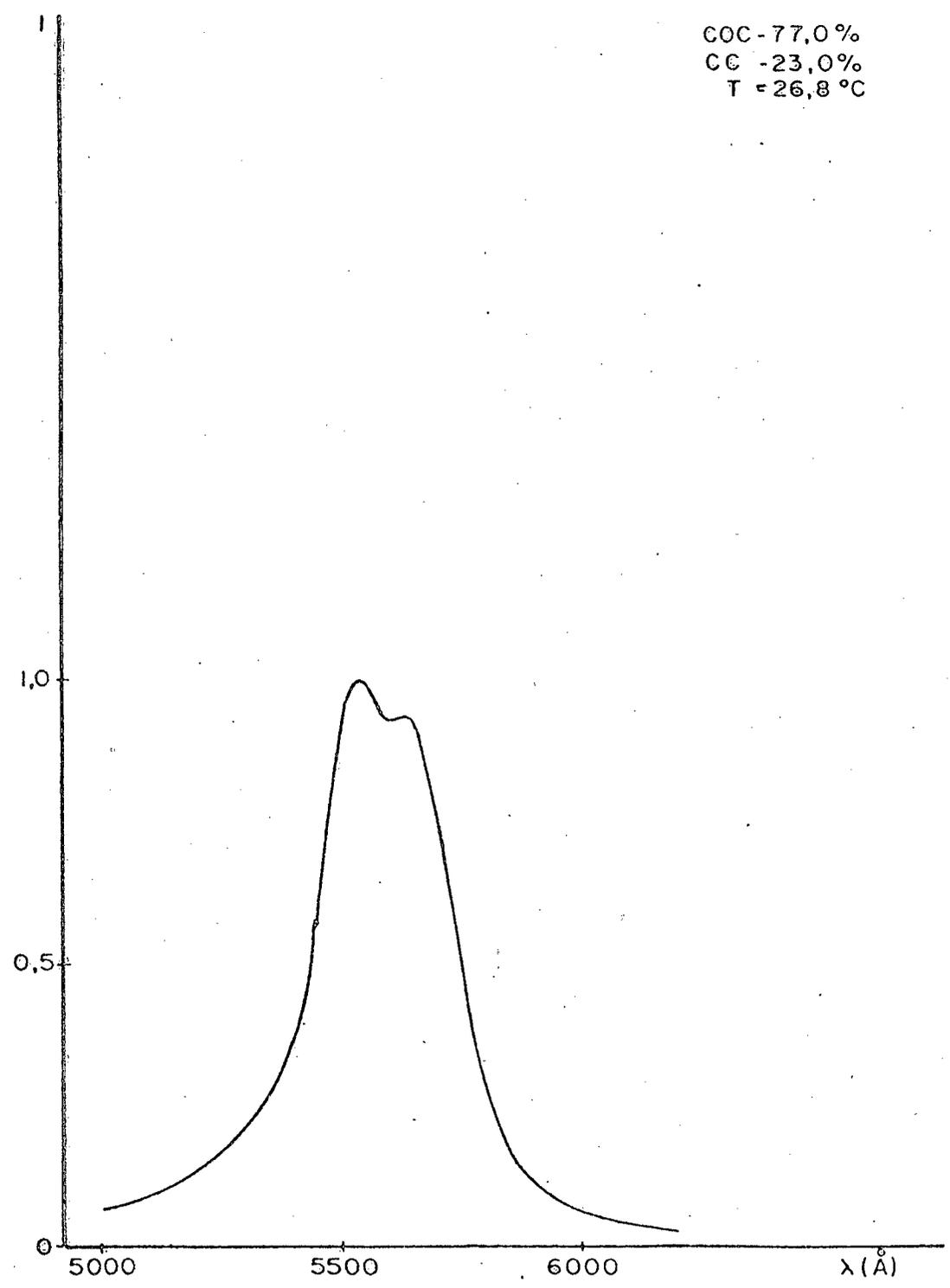


Fig. IV.2(a) - Intensidade versus comprimentos de onda da luz transmitida através da amostra 1 de uma mistura de COC(77,0%) e CC(23,0%) entre polarizadores cruzados.

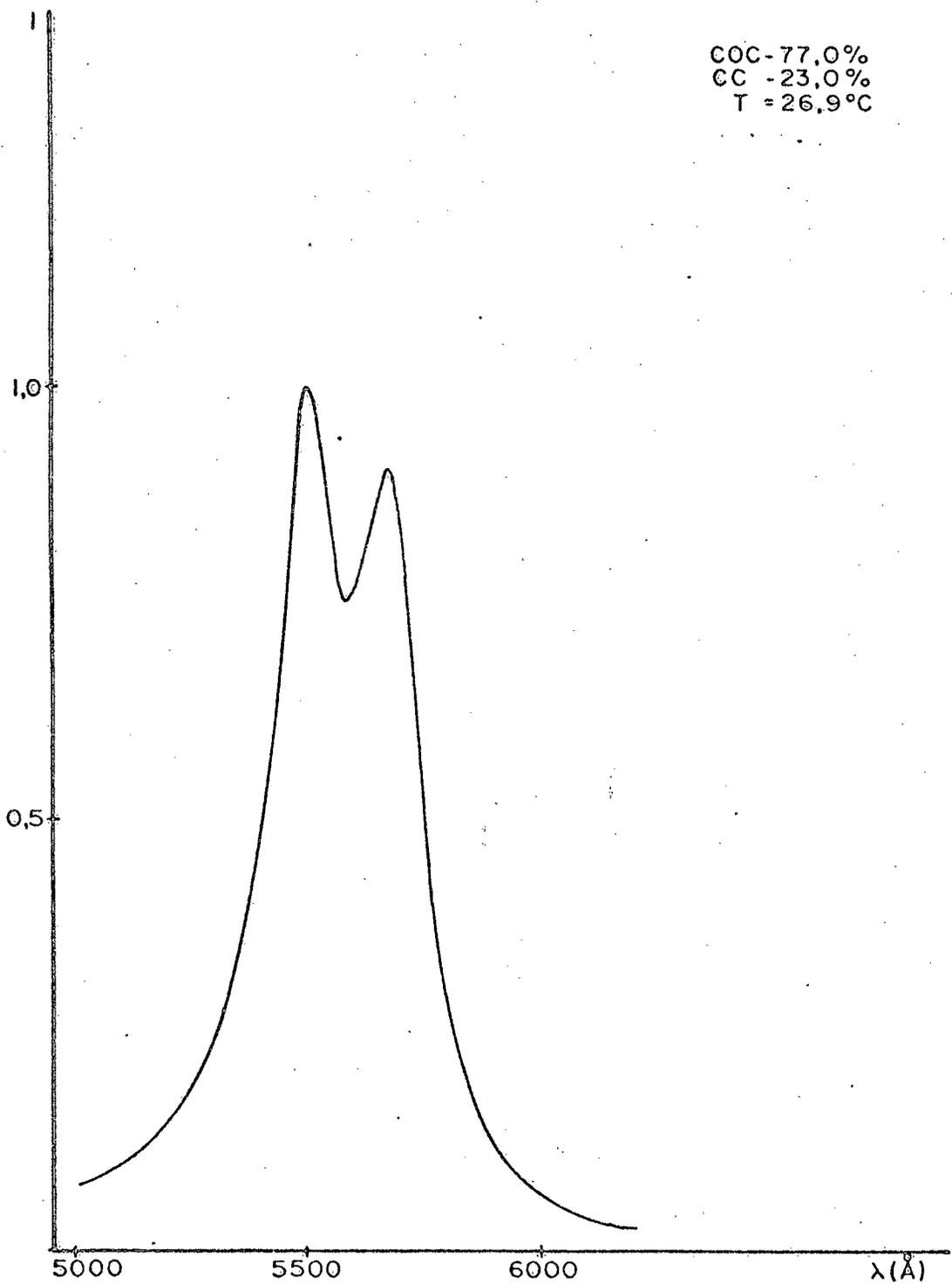


Fig. IV.2(b) - Intensidade versus comprimentos de onda da luz transmitida através da amostra 2 de uma mistura de COC(77,0%) e CC(23,0%), entre polarizadores cruzados.

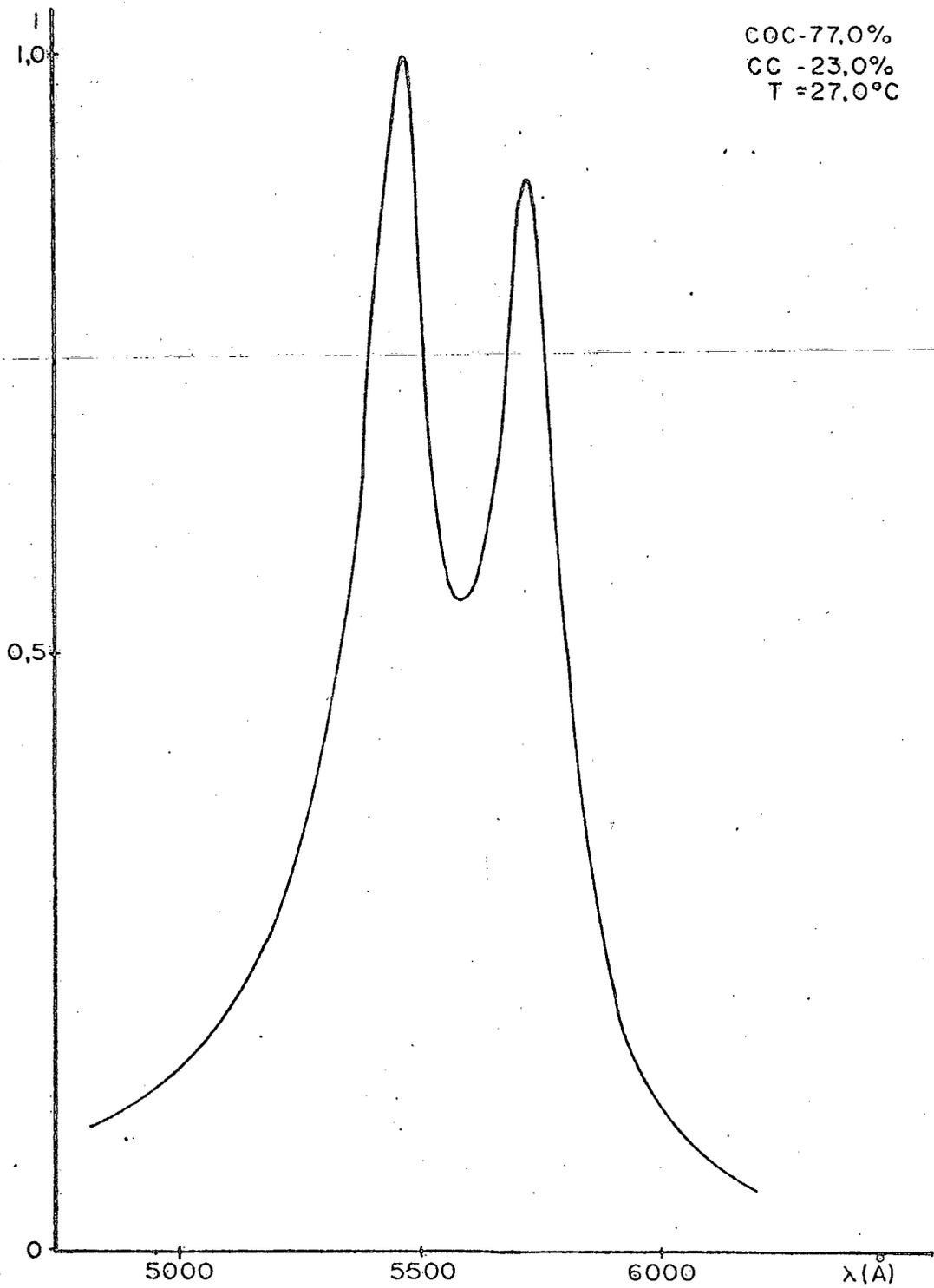


Fig. IV.2(c) - Intensidade versus comprimentos de onda da luz transmitida através das amostras 1 e 2 de uma mistura de COC(77,0%) e CC(23,0%), entre polarizadores cruzados.

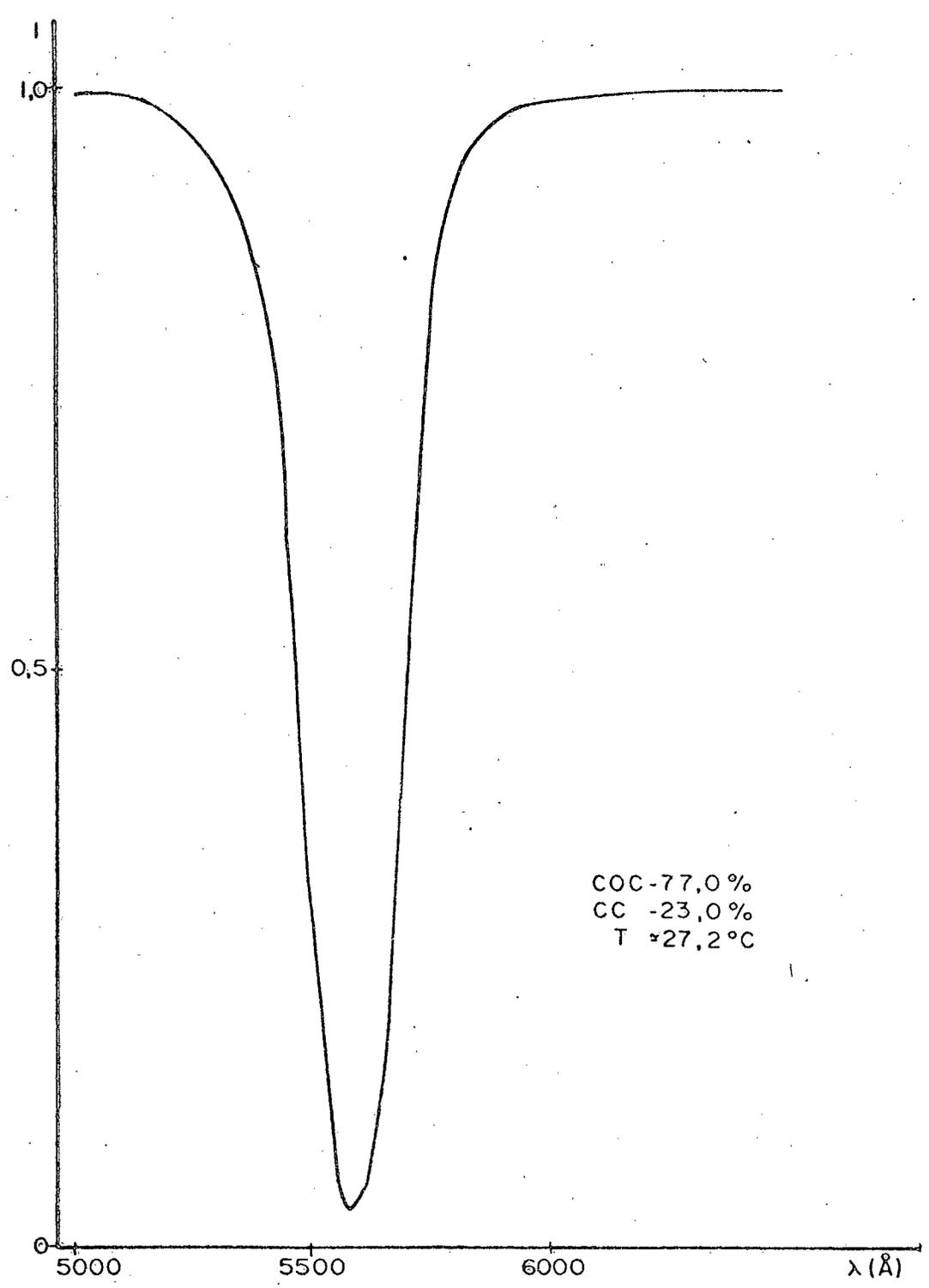


Fig. IV.2(d) - Intensidade versus comprimentos de onda da luz transmitida pelo filtro de corte formado com as amostras 1 e 2 de uma mistura de COC(77,0%) e CC(23,0%).

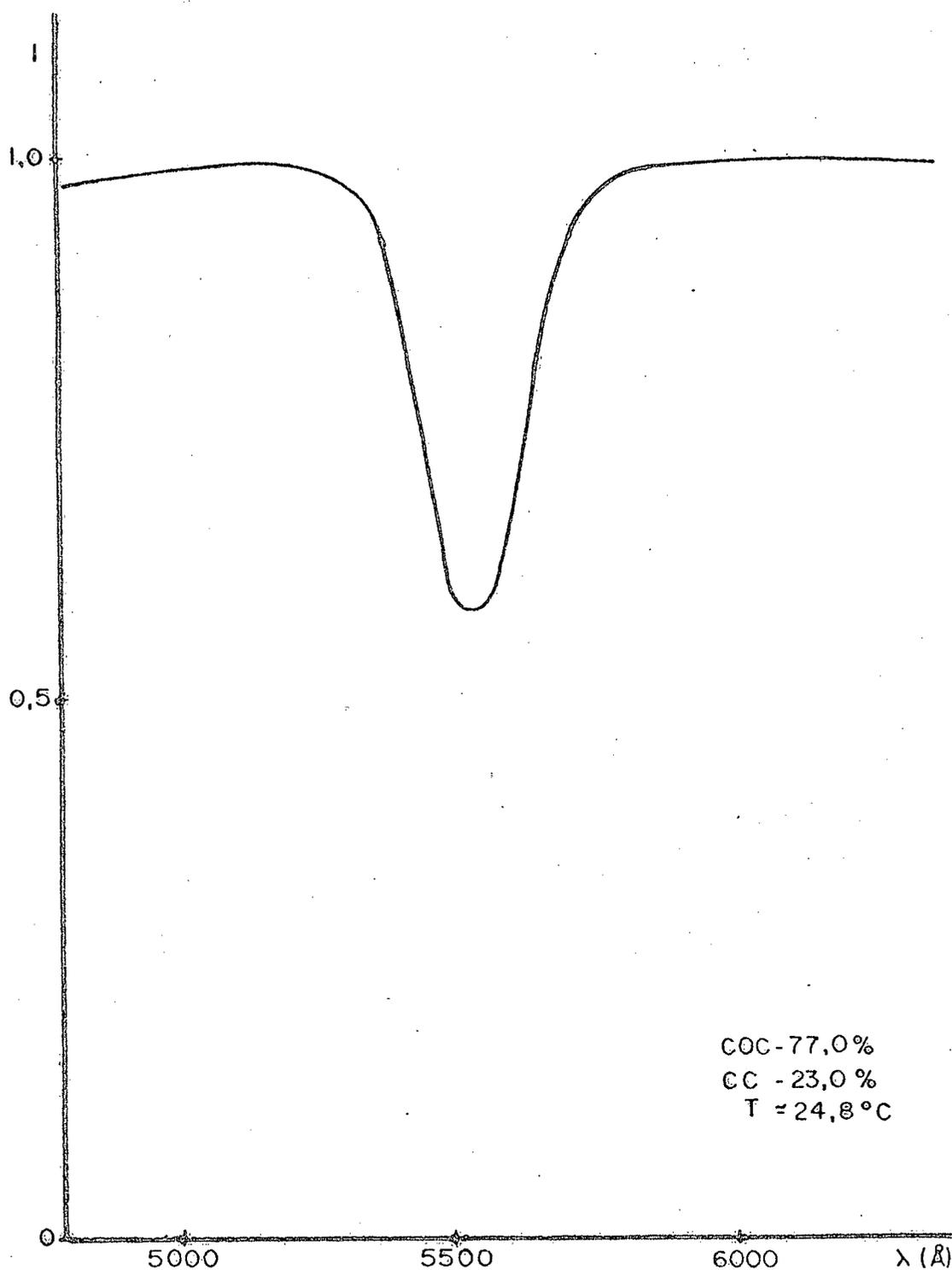


Fig. IV.3 - Intensidade versus comprimentos de onda da luz não polarizada transmitida através de uma amostra colestérica.

centrações do cloreto de colesterila e, finalmente, na Fig. IV.5 temos um filtro de corte de bandas múltiplas.

IV.2 - Discussão dos resultados

Para compararmos os resultados experimentais com a teoria, tomemos, inicialmente, os espectros da luz transmitida através de uma única película colestérica (figuras IV.1(a), IV.1(b), IV.2(a) e IV.2(b)). A transmissão significa que o plano de polarização da luz girou em relação à direção original, devido à diferença entre as velocidades das ondas circularmente polarizadas em sentidos opostos, conforme o que foi exposto no ítem II.2. Como nos indica a eq. (2-26), o poder rotatório aumenta à medida que nos aproximamos da banda de reflexão.

Na região entre os picos a intensidade decresce devido à reflexão de uma das componentes circularmente polarizadas. Para um determinado comprimento de onda, λ_0 , esta reflexão é máxima. A componente circularmente polarizada em sentido oposto é transmitida. O intervalo entre os picos corresponde, aproximadamente, à largura da banda de reflexão. A confirmação desta assertiva pode ser feita se compararmos este intervalo com a largura da depressão observada na curva de transmissão, sem os polarizadores, da mesma amostra. Um exemplo deste tipo de curva aparece na Fig. IV.3. Além disso, a razão entre o referido intervalo e o comprimento de onda de máxima reflexão é, para todas as misturas, muito próxima de 0,03 - um valor de $\Delta\lambda/\lambda_0$ considerado típico⁽²²⁾.

Note-se que a intensidade da luz transmitida (entre polarizadores cruzados) é maior no lado da banda de reflexão correspondente aos menores comprimentos de onda; isto se deve ao fator λ'^2

que aparece no denominador da eq. (2-26), a qual nos mostra que o poder rotatório decresce menos acentuadamente no lado da banda em que a razão entre λ e λ_0 é menor do que a unidade.

A assimetria dos picos pode também ser explicada, em parte, por esta dependência entre os valores do poder rotatório e os comprimentos de onda. Na Fig. IV.1(d), entretanto, a aparente assimetria da curva de corte resulta, especialmente, do comportamento não uniforme da placa de meia-onda na região do espectro em questão.

Na Fig. IV-2(a) notamos que o alinhamento imperfeito da amostra não nos permite determinar o valor do λ_0 ou a largura da banda de reflexão. No entanto, o filtro de corte elaborado com esta amostra apresenta, mesmo assim, uma alta eficiência, refletindo quase toda a luz no centro de sua respectiva banda.

Na tabela IV.1 estão relacionados alguns dados, obtidos da seqüência de curvas apresentadas nas figuras IV.1(a), IV.1(b), IV.1(c) e IV.1(d).

Como podemos observar, os comprimentos de onda de máxima reflexão, λ_1 e λ_2 , não são iguais, embora as amostras sejam da mesma mistura e tenham sido preparadas de maneira idêntica. Diversos fatores, inclusive a planaridade imperfeita das lâminas de vidro, contribuem para que isso aconteça, pois implicam em diferentes condições de contorno para cada película colestérica. Essas condições de contorno alteram o passo da estrutura. Uma película pode, assim, ficar com o passo ligeiramente diferente de outra. Esta diferença resulta em um alargamento da banda de reflexão quando as duas amostras são colocadas em série, pois os comprimentos de onda de máxima reflexão não coincidem. Este fato, por sua vez, implica em um

TABELA IV.1

	λ_1 (nm)	$\Delta\lambda_1$ (nm)	$\Delta\lambda_1/\lambda_1$	λ_2 (nm)	$\Delta\lambda_2$ (nm)	$\Delta\lambda_2/\lambda_2$	$\Delta\lambda^*$ (nm)	λ_c (nm)	$\Delta\lambda_c$ (nm)
COC - 83,0%	517	17	0,033	521	18	0,034	29	519	24
CC - 17,0%									

λ_1 - comprimento de onda de máxima reflexão da amostra da Fig. IV.1(a).

λ_2 - idem, da amostra da Fig. IV.1(b).

$\Delta\lambda_1$ - intervalo entre os dois picos da amostra da Fig. IV.1(a).

$\Delta\lambda_2$ - idem, da amostra da Fig. IV.1(b).

$\Delta\lambda^*$ - idem, das duas amostras em série (Fig. IV.1(c)).

λ_c - comprimento de onda de mínima transmissão do filtro de corte da Fig. IV.1(d)

$\Delta\lambda_c$ - largura do filtro de corte da Fig. IV.1(d) quando a intensidade se reduz a 50%.

TABELA IV.2

	$\bar{\lambda}_c$ (nm)	$\overline{\Delta\lambda}_c$ (nm)	% ($\lambda = \lambda_c$)
COC - 83,0% CC - 17,0%	490	20	7%
COC - 79,9% CC - 20,1%	518	23	2%
COC - 77,0% CC - 23,0%	558	23	4%
COC - 74,3% CC - 25,7%	631	25	16%
COC - 72,2% CC - 27,8%	676	27	11%

$\bar{\lambda}_c$ - valor médio dos comprimentos da onda de mínima transmissão dos filtros de corte ($T \approx 25^\circ\text{C}$).

$\overline{\Delta\lambda}_c$ - largura média dos filtros de corte quando a redução da intensidade da luz transmitida for de 50%.

% - percentuais de luz transmitida pelos filtros, para os comprimentos de onda de mínima transmissão.

aumento da largura da banda refletida pelo filtro de corte, conforme podemos verificar comparando os valores de $\Delta\lambda_1$, $\Delta\lambda_2$, $\Delta\lambda^*$ e $\Delta\lambda_c$. De forma mais ou menos acentuada, estas diferenças nos valores dos comprimentos de onda de máxima reflexão ocorrem, via de regra, para todos os pares de amostras da mesma ou de outras misturas.

As características das curvas de corte obtidas para concentrações variadas de COC e CC, estão registradas na tabela IV.2. Cada valor representa a média de cinco medidas experimentais realizadas.

Da observação da tabela constatamos que as larguras das bandas refletidas pelos filtros de corte são proporcionais aos valores de λ_c . Isto pode ser facilmente explicado. Conforme vimos no item II.2, a banda de reflexão de um cristal líquido colestérico se estende por um intervalo

$$(1 - \alpha)^{1/2} < \lambda' < (1 + \alpha)^{1/2} ;$$

desse resultado e da eq. (2-27) temos que

$$\Delta\lambda = (\Delta n / \bar{n}) \lambda_0 , \quad (4-1)$$

onde $\Delta n = n_a - n_b$ é a diferença entre os índices de refração máximo e mínimo no plano ab. A eq. (4-1) nos mostra que a largura da banda de reflexão de cada amostra (e, conseqüentemente, da banda refletida pelo filtro) é proporcional ao valor do comprimento de onda de máxima reflexão.

A Fig. IV-4 mostra um gráfico de λ_c^{-1} versus as concentrações do cloreto de colestérol. Vemos que a relação é aproxima

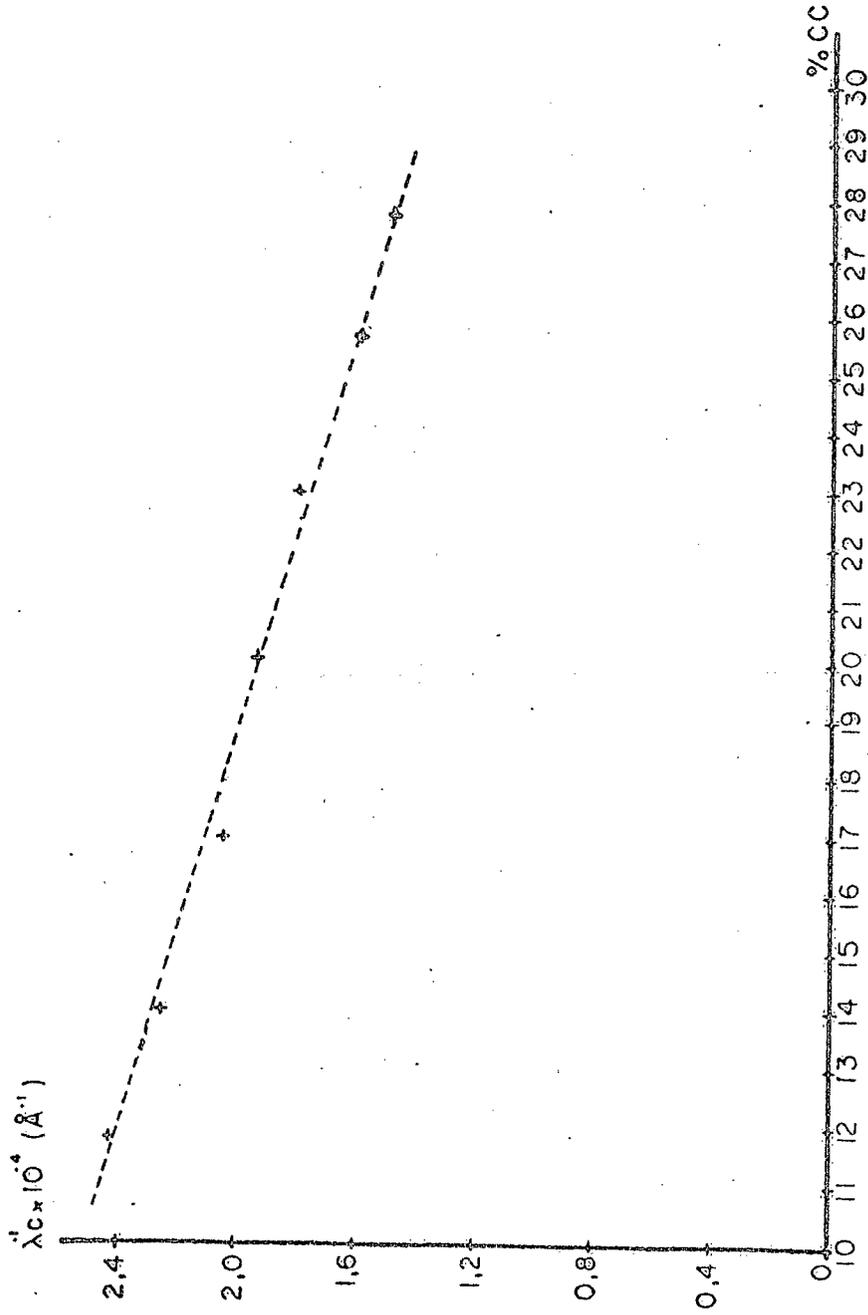


Fig. IV.4 - Relação entre λ_c e composição em misturas de COC e CC.

damente linear. Isto decorre da já mencionada linearidade entre o inverso do passo e as concentrações, em misturas de colestéricos de helicidade oposta, uma vez que λ_c depende diretamente do passo das amostras. Como foi dito na parte II deste trabalho, essa linearidade nos permite saber, aproximadamente, que percentagens de COC e CC devemos ter na mistura para que a banda corresponda aos comprimentos de onda que se deseja suprimir. É difícil, entretanto, dizer até onde se estende essa linearidade porque a resposta espectral característica do sistema experimental por nós usado cai sensivelmente para comprimentos de onda menores do que 4.500 Å, prejudicando a exatidão das medidas.

Uma outra observação importante é que as características dos filmes colestéricos, entre as duas lâminas de vidro, não mudam significativamente com o tempo. O mesmo não acontece, entretanto, com as misturas guardadas nos recipientes originais. Medidas realizadas, nas mesmas condições, com amostras antigas (preparadas imediatamente após a mistura ter sido feita) e com amostras novas (mas preparadas com misturas guardadas por longo tempo) mostraram diferenças de até centenas de angstroms no valor de λ_c . A causa provável é a oxidação das misturas guardadas nos recipientes originais.

IV.3 - Comentários finais

Para concluir, podemos dizer que misturas binárias de COC e CC são utilizáveis em filtros óticos de corte que dispensam um rigoroso controle de temperatura, refletindo bandas cujas larguras variam de menos de 200 Å a 300 Å, em qualquer região do espectro visível. Para sabermos a concentração aproximada de CC necessária à reflexão de determinados comprimentos de onda basta uma in

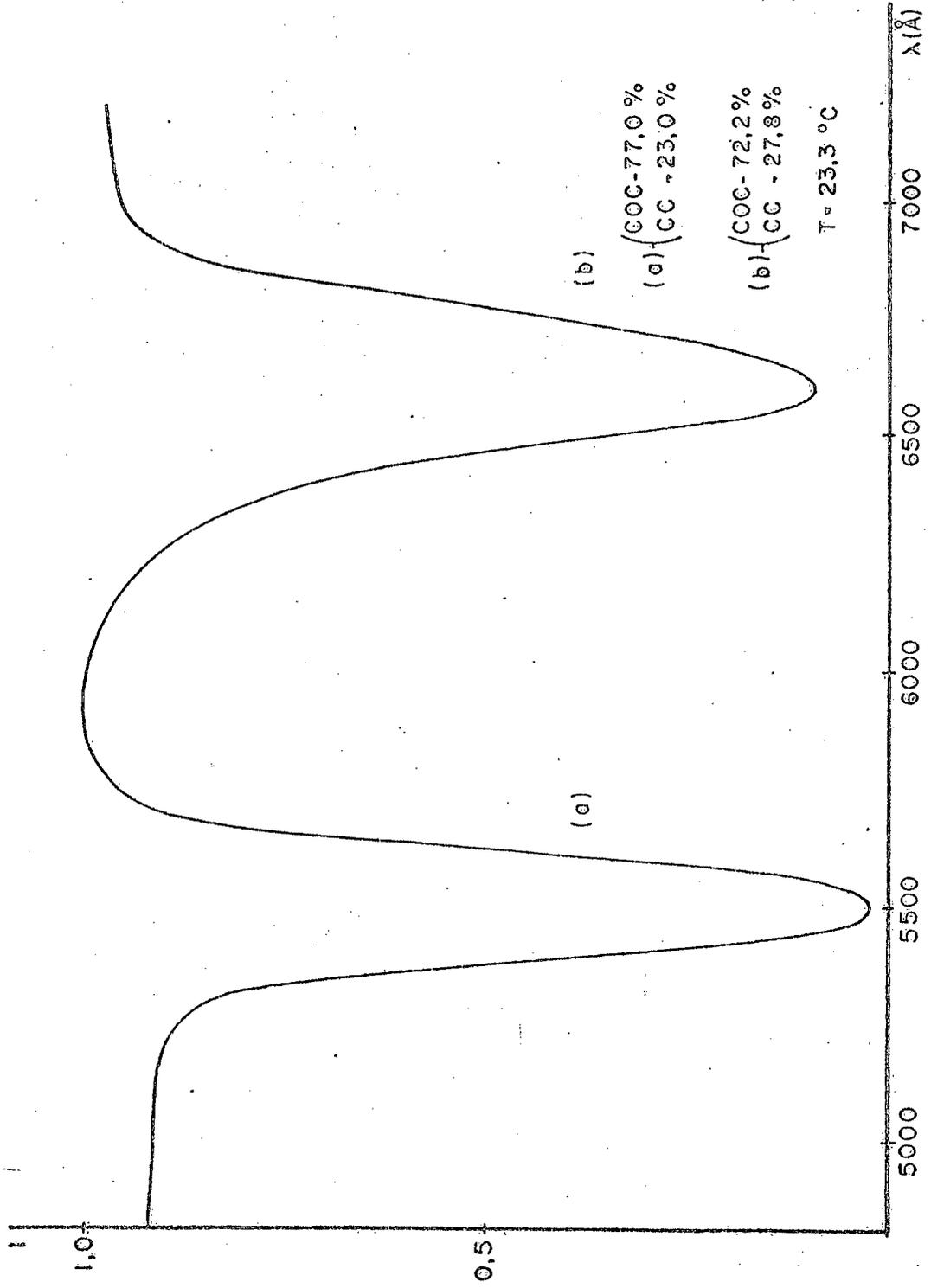


Fig. IV.5 - Filtro de corte de bandas múltiplas.

interpolação linear entre os valores plotados no gráfico da Fig. IV.4 ($T \approx 25^{\circ}\text{C}$).

Filtros de corte de múltiplas bandas podem ser obtidos mediante a colocação, em série, de amostras de diferentes passos, em cada lado da placa de meia-onda, já que a luz não é substancialmente afetada pelos colestéricos fora da banda de reflexão. Um exemplo aparece na Fig. IV.5.

Pode-se, também, investigar a utilização de outras misturas em filtros de corte. As propriedades das misturas do cloreto de colesterila com o hexanoato de colesterila, por exemplo, mencionadas na literatura⁽¹⁷⁾, sugerem a possibilidade de obtermos os referidos filtros com estes ingredientes, à temperatura ambiente.

Se houver interesse em filtros de corte de bandas largas, estes podem ser obtidos mediante o uso de vários pares de amostras, preparadas com misturas cujas concentrações variem muito pouco, em montagem análoga à dos filtros de múltiplas bandas. Como os passos de cada par de amostras tem valores bastante próximos, as bandas de reflexão se superpõem e a envolvente das mesmas resulta em um filtro de corte de banda larga.

Outra forma provável de obtermos tais filtros seria mediante o emprego de misturas de determinados colestéricos e nemáticos (tais como COC e MBBA). Estas misturas apresentam mesofases estáveis nas proximidades da temperatura ambiente sobre todo o intervalo de concentrações possíveis, exibindo bandas relativamente largas⁽²²⁾. Além disso, são fracamente dependentes da temperatura, podendo ser utilizadas em uma montagem experimental semelhante à descrita neste trabalho.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. SAUPE, A. Recent results in the field of liquid crystals. Angew. Chem. internat. Edit., 7: 97-105, 1968.
2. FERGASON, J. L. Cholesteric structure - I optical properties. Mol. Cryst. 1: 293-307, 1966.
3. NITYANANDA, R. On the theory of light propagation in cholesteric liquid crystals. Mol. Cryst. & Liq. Cryst., 21: 315-331, 1973.
4. CANO, R. & CHATELAIN, P. Essai de verification d'une théorie sur le pouvoir rotatoire des corps cholestériques. C. R. Acad. Sc. Paris, 259: 252-355, 1964.
5. CHATELAIN, P. & BRUNET-GERMAIN, M. Mesures du pouvoir rotatoire de mélanges de p-azoxy-anisol et de benzoate de cholestérol, et essai de verification de la théorie de de Vries. C. R. Acad. Sc. Paris, 268: 205-208, 1969.
6. ADAMS, J. et al. Cholesteric films as optical filters. J. of App. Phys. 42 (10): 4096-4098, 1971.
7. DE VRIES, H. Rotatory power and other optical properties of certain liquid crystals. Acta. Cryst., 4: 219-226, 1951.
8. CHANDRASEKHAR, S. & RAO, K. N. S. Acta. Cryst., A 24, 1968.
9. CHANDRASEKHAR, S. & PRASAD, J. S. Mol. Cryst. & Liq. Cryst., 14: 115, 1971.
10. CHANDRASEKHAR, S. et al. Dynamical theory of reflection from

- cholesteric liquid crystals. Pramāna, Suppl. Nº 1: 341-352, 1975.
11. CHANDRASEKHAR, S. et al. Theory of the optical properties of non-absorbing compensated cholesteric liquid crystals. Mol. Cryst. & Liq. Cryst., 24: 201-211, 1973.
 12. RANGANATH, G. S. et al. Optical properties of mixtures of right-handed and left-handed cholesteric liquid crystals. Chem. Phys. Lett., 19 (4): 556, 1973.
 13. KATS, E. I. Zh. Eksp. Teor. Fiz., 59: 1854, 1970.
 14. PRIESTLEY, E. B. Introduction to the optical properties of cholesteric and chiral nematic liquid crystals. RCA Review, 35: 584-599, 1974.
 15. ADAMS, J. et al. The effective rotary power of fatty esters of cholesterol. In: _____. Molecular crystals and ordered fluids. New York. Plenum Press, 1970.
 16. ADAMS, J. et al. Dependence of pitch on composition in cholesteric liquid crystals. Phys. Rev. Lett., 22 (3): 92-94, 1969.
 17. ADAMS, J. & HAAS, W. Characterization of molecular role in pitch determination in liquid crystal mixtures. Mol. Cryst. & Liq. Cryst., 15: 27-35, 1971.
 18. SIEDLER, L. T. S. Mapeamento térmico da pele humana por meio de cristais líquidos colestéricos. Dissertação de Mestrado. Florianópolis: UFSC, 1975.

19. DENICOLÓ, I. Poder de torção helicoidal das misturas binárias de colestérico-colestérico e nemático-colestérico. Dissertação de Mestrado. Florianópolis: UFSC, 1978.
20. MUZART, J. L. R. Espectrômetro ótico. Florianópolis, UFSC, 1980.
21. HECHT, E. & ZAJAC, A. Optics. 4th Ed. Reading, Mass., Addison-Wesley Publ. Co., 1979. 565 p.
22. KAHN, F. J. Cholesteric liquid crystals for optical applications. Appl. Phys. Letters, 18: 231, 1971.