

# Uma análise de experimentos de corpos em movimento no éter sob a perspectiva da teoria ondulatória da luz de Fresnel

An analysis of bodies in movement in the ether under the perspective of Fresnel's wave theory of light

Roberto dos Santos Menezes Júnior<sup>\*1</sup>, Fernando Santos Lordêlo<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Instituto Federal de Educação Ciência e Tecnologia da Bahia, Departamento de Física, Rua Emídio Santos, Barbalho, Salvador, BA, Brasil

Recebido em 11 de Julho, 2018. Aceito em 12 de Setembro, 2018.

A teoria ondulatória da luz de Fresnel, longe de ser uma mera especulação teórica, gozava no século XIX de reconhecimento pela comunidade científica. Esse reconhecimento se devia à sua capacidade de poder explicar fenômenos com muita boa concordância com os resultados experimentais, ao menos até aproximações de primeira ordem em  $\beta$  ( $= v/c$ ). Muitos autores já discorreram a respeito de todo panorama histórico no qual surgiu essa teoria e de suas implicações para a física da época, bem como também expuseram as evidências experimentais que a sustentaram, porém, nesses trabalhos não se discutem os pormenores de como essas observações e/ou experimentos corroboram a óptica de Fresnel. Nesse trabalho, nós mostramos como a teoria ondulatória de Fresnel é capaz de explicar observações experimentais conhecidos à sua época, são elas: a aberração da luz, o prisma e o espelho em movimento no éter, o experimento de Fizeau.

**Palavras-chave:** óptica, corpos em movimento, éter, Fresnel.

The Fresnel's wave theory of light, far from being a mere theoretical speculation, enjoyed in the nineteenth century of recognition by the scientific community. This recognition was due to its ability to explain phenomena with very good agreement with the experimental results, at least up to first order approximations in  $\beta$  ( $= v/c$ ). Many authors have already discussed the historical background in which this theory emerged and its implications for the physics by that time, as well as the experimental evidence supporting it, but the details of how these observations and / or experiments corroborate the Fresnel optics. In this work, we show how the Fresnel wave theory is able to explain experimental observations known at his time, namely: the aberration of light, the prism and the moving mirror in the ether, Fizeau's experiment.

**Keywords:** optics, bodies in motion, ether, Fresnel.

## 1. Introdução

O estudo do éter luminífero nos fornece uma das mais ricas histórias da evolução das teorias físicas. Através dele, percebemos que a história das ciências percorre tantas vezes caminhos diferentes das concepções empiristas a respeito da evolução das teorias físicas, nas quais um único experimento é capaz de mudar um paradigma teórico vigente, consolidado pela comunidade científica por muitos anos e referendado por diversas observações experimentais. Tal é o caso do éter e, particularmente, da teoria de Fresnel acerca do comportamento da luz ao interagir com corpos em movimento nesse meio.

Desde sua primeira concepção filosófica, atribuída Aristóteles (384-322 a.C.), muitos filósofos naturais discutiram a respeito das propriedades desse meio e de sua interação com a luz (entre esses se encontravam nomes como René Descartes (1596-1650), Christian Huy-

gens (1629-1695), Isaac Newton (1642-1727), A. Fresnel (1788-1827), J. Maxwell (1831-1879), etc. [1]). No ano de 1887, entretanto, algo inusitado ocorreu: A. Michelson (1852-1931) e E. Morley (1838-1923) realizaram um experimento com a finalidade de testar o comportamento do éter ao interagir com corpos opacos (o experimento de Michelson e Morley – EMM) e o resultado observado foi incompatível com a teoria de Fresnel<sup>1</sup>. Um pouco depois, entretanto (em 1895), H. Lorentz (1853-1928) propõe a hipótese de contração dos corpos em movimento no éter que aparentemente o salva<sup>2</sup>. Essa hipótese visava

<sup>1</sup> Na introdução de seu artigo, Michelson e Morley citam a teoria de Fresnel ao descrever o comportamento previsto do éter no interior dos corpos transparentes, em movimento em relação ao éter exterior [2]. Era previsto por essa teoria um movimento nas franjas de interferência ao se girar o aparato, o que não foi constatado no experimento de 1887. Esse resultado experimental é muitas vezes referenciado como “resultado nulo”, no sentido que não correspondia ao previsto teoricamente.

<sup>2</sup> Miranda Filho (2002) apresenta uma controvérsia a respeito do fato da hipótese de contração de Lorentz conseguir explicar o não

\*Endereço de correspondência: rsmjr1003@gmail.com.

conciliar a incompatibilidade entre a teoria de Fresnel e o resultado observado no EMM. Hoje, porém, modelos físicos que utilizam o éter deixaram o protagonismo na física, especialmente após o surgimento da Teoria da Relatividade Especial (TRE) de A. Einstein (1879-1955) em 1905, a qual não o delega qualquer papel<sup>3</sup>.

O fato de ter deixado o protagonismo na física atual, e ter sido negligenciado em diversos livros didáticos, não tira dele sua importância histórica que, além da riqueza que traz no âmbito das discussões em História e Filosofia das Ciências, nos confere ainda grande conhecimento de física no que tange à óptica e ao eletromagnetismo. De fato, nem a tensão surgida entre o experimento de Michelson e Morley e a teoria de Fresnel, nem surgimento da TRE, ou mesmo todas as dificuldades em descrever as propriedades desse meio, foram capazes de derrubá-lo de imediato. A razão para tanto é que a teoria de Fresnel era bem embasada por diversos experimentos e o eletromagnetismo de Maxwell era inconsistente sem a presença desse meio. Não é à toa que, em 1909, J. J. Thomson (1856-1940), em um discurso à *British Association at Winnipeg* afirmou que o éter é “essencial para nós, como o ar que respiramos”, ou seja, a física do final do século XIX e início do XX não era capaz de “sobreviver” sem o éter [1].

Muitos autores já discorreram a respeito da história do éter e suas controvérsias, e também da sua importância no ensino de física, da teoria de Fresnel e suas evidências experimentais, e a respeito das motivações que conduziram Michelson e Morley a realizarem o experimento do interferômetro de 1887 [5-10], entretanto, esses autores, e alguns livros didáticos, limitam-se a fazer relatos dos experimentos favoráveis à teoria de Fresnel de maneira qualitativa, sem descrever toda a física e matemática envolvida na explicação dos fenômenos e sem se ater aos detalhes dessas demonstrações. Nesse sentido, esse trabalho busca descrever matematicamente como a óptica dos corpos em movimento, descrita a partir do modelo de Fresnel, é capaz de explicar os resultados observados em uma gama de experimentos contemporâneos a essa teoria. Para tanto, nós focaremos, particularmente, nos experimentos da aberração da luz, observada com um telescópio oco e cheio de água [6], do prisma e do espelho em movimento no éter [11] e no experimento realizado por Fizeau em 1851 [12].

Faremos, a seguir, um breve relato, inserindo esses experimentos em seu contexto histórico. Chamamos a atenção de que esse relato não pretende fazer uma descrição detalhada da história em que os mesmos estão inseridos, para tanto, sugerimos as referências acima citadas. Recomendamos ainda a leitura do capítulo I da tese

movimento das franjas de interferência observado no EMM. Essa questão pode ser consultada em Miranda Filho et al.: *First Order Effects in the Michelson-Morley Experiment*, Physics Essays, v. 15, n. 4, 2002 [3].

<sup>3</sup> Em uma palestra em 1920, o próprio Einstein admitiu a existência de um éter, entretanto numa concepção diferente daquela do século XIX [4].

“Base Experimental e Teoria em Física: Uma Análise do Experimento de Michelson e Morley” de Miranda Filho [13], na qual o autor apresenta um panorama histórico a fim de discutir as intenções de Michelson e Morley ao realizarem o experimento de 1887. Nas demais seções descreveremos a teoria de Fresnel, com suas hipóteses e consequências, e trataremos dos detalhes dos experimentos citados. Por fim, teceremos nossas conclusões.

## 2. Um Brevíssimo Relato Histórico

Em 1818, Augustin Fresnel propõe uma teoria que visava explicar os fenômenos ópticos observados em corpos em movimento no éter. O éter seria um meio físico onde se dariam os fenômenos eletromagnéticos e no qual a luz se propagaria. Ele permearia todo o espaço, inclusive o interior dos corpos, fossem esses transparentes ou opacos. Nessa teoria, Fresnel propõe que no interior de corpos transparentes o éter seria parcialmente arrastado pelo corpo quando em movimento em relação ao éter exterior, dito estacionário [11]. Quanto aos corpos opacos, o éter se manteria estacionário, sem ser perturbado pelo movimento desses. Sua principal motivação foi responder a uma questão elaborada por Dominique Arago (1786-1853) quando, ao realizar um experimento para medir o ângulo de refração da luz em um prisma em movimento no éter (fixo à Terra), verificou que o mesmo não se modificava, quer ele se aproximasse da fonte, quer se afastasse<sup>4</sup>. O resultado esperado era que houvesse uma mudança nesse ângulo que poderia ser medida com o aparato experimental da época [14]. No mesmo trabalho em que explica o resultado encontrado por Arago, Fresnel aponta uma solução semelhante para o caso da reflexão da luz em um espelho em movimento em relação ao éter, cujo ângulo de reflexão seria diferente do de incidência, mas que, tal qual o experimento de Arago, essa diferença não poderia ser percebida experimentalmente. Ao propor o arrastamento parcial do éter, Fresnel não só explica o porquê de não se observar a predita variação dos ângulos de refração, mas também explica o resultado de um experimento bem conhecido em sua época: o experimento da aberração da luz com o telescópio oco e cheio de água.

O fenômeno da aberração da luz foi primeiramente reportado por Ole Rømer (1644-1710), em 1677, em uma carta a Huygens na qual menciona um deslocamento da posição aparente de uma estrela, devido ao movimento da Terra [15]. Se quisermos observar uma determinada estrela, digamos no zênite<sup>5</sup>, com um telescópio, teríamos que apontá-lo em uma direção diferente daquela aparentemente observada (90°), ou seja, deveríamos apontá-lo numa direção que faria um ângulo com a vertical, cuja tangente seria  $\frac{V}{c} \equiv \beta$ , onde  $V$  é velocidade da Terra em

<sup>4</sup> A fonte, no caso, foi uma estrela. Como a Terra se move em sua órbita, em certos momentos a Terra estaria se aproximando da estrela e em outros se afastando.

<sup>5</sup> Uma estrela encontra-se no zênite quando a sua posição está, aparentemente, fazendo um ângulo de 90° em relação à superfície em que se localiza o observador, estando sobre a cabeça do mesmo.

relação ao éter e  $c$  é a velocidade da luz no vácuo<sup>6</sup>. De fato, como foi observado em 1727 por James Bradley (1693-1762), tal resultado poderia ser explicado por uma composição de velocidades galileana [6, 15]. Em 1766, Roger Boscovich (1711-1787), propõe que o experimento fosse realizado com o telescópio cheio de água [6]. Como a velocidade da luz é modificada ao mudar de meio, era esperado uma alteração no ângulo de aberração quando comparado com o do telescópio oco, com a qual seria possível medir a velocidade da Terra em relação ao éter. No entanto, tal variação não foi observada, quando, em 1869, Martin Hoek (1834-1873) realizou o experimento e não notou qualquer modificação do referido ângulo [6, 15]. A teoria de Fresnel, no entanto, é capaz de explicar a razão pela qual o ângulo se mantém inalterado quando o telescópio é preenchido por água.

Até aqui, relatamos três resultados experimentais (prisma em movimento no éter, espelho em movimento no éter, aberração da luz com telescópio oco e com água) que estão relacionados a resultados nulos (ou seja, a não observação de um fenômeno previsto teoricamente) que podem ser explicados pela teoria de Fresnel. Além desses, em 1851, Hippolyte Fizeau (1819-1896) realizou um experimento no qual foi possível verificar, positivamente, a hipótese de arrastamento parcial do éter proposta por Fresnel [12], utilizando como meio água e ar escoando por tubos.

### 3. A Teoria de Fresnel

A hipótese fundamental de Fresnel é que o éter preencheria todos os espaços aparentemente vazios e não seria perturbado pelo movimento desses, exceto se o corpo fosse transparente:

Se supusermos que nosso globo imprime seu movimento ao éter em que está envolvido, seria fácil conceber porque o mesmo prisma sempre refrata a luz da mesma maneira, [...]. Mas parece-me impossível explicar a aberração das estrelas por essa hipótese: eu não fui capaz, pelo menos, de explicar esse fenômeno claramente, exceto supondo que o éter passa livremente pelo globo, e que a velocidade comunicada a esse fluido sutil é apenas uma pequena fração daquela da terra, não excedendo um centésimo dela, por exemplo. [...]

A opacidade da Terra, portanto, não é razão suficiente para negar a existência de uma corrente de éter entre suas moléculas, e pode-se supô-la porosa o suficiente para que ela comunique apenas uma parte muito pequena do seu movimento para esse fluido.<sup>7</sup> [11]

Nesse caso, o corpo, com velocidade  $V$  em relação ao éter, arrastaria uma fração do éter com velocidade dada por  $kV$ , onde  $0 < k \leq 1$ . A necessidade de impor uma exceção aos corpos transparentes é que a velocidade da luz, bem como sua direção de propagação, se modificam ao passar do vácuo a um corpo transparente. Como a luz, para ele, era uma onda que se propagava no éter, as propriedades desse meio no interior de corpos transparentes deveriam ser modificadas a fim de justificar as mudanças nas propriedades da luz.

Segundo Fresnel, o quadrado da velocidade da luz seria tanto menor quanto maior fosse a densidade do éter (semelhantemente ao que ocorre com uma onda sonora no ar), de forma que

$$\rho \propto \frac{1}{v^2}, \quad (1)$$

onde  $v$  é a velocidade da luz em um meio cuja densidade é  $\rho$ . Fresnel, então, propõe que no interior dos corpos transparentes o éter teria uma densidade maior que aquela do vácuo, dita  $\rho_0$ . Como o índice de refração é, por definição, a razão entre a velocidade da luz no vácuo e em um determinado meio,

$$n \equiv \frac{c}{v}, \quad (2)$$

das equações (1) e (2) decorre que

$$\rho \propto n^2 \text{ e } \rho_0 \propto 1. \quad (3)$$

Assim, o corpo em movimento arrastaria a fração do éter correspondente à diferença entre o presente no meio transparente e o externo a esse meio. Essa fração seria dada por

$$\frac{\rho - \rho_0}{\rho} = 1 - \frac{\rho_0}{\rho} = 1 - \frac{1}{n^2} \equiv k \quad (4)$$

Esse termo é conhecido como coeficiente de arrastamento. Podemos notar que, uma vez que  $n \geq 1$ , então,  $0 < k \leq 1$ . Sendo  $v = c/n$ , a velocidade da luz em um corpo transparente em repouso na Terra e  $V$ , a velocidade do corpo transparente em relação ao éter, então, um observador em repouso no éter mediria a velocidade da luz como sendo resultado de uma composição de velocidades galileana:

$$v = v' + kV = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)V \quad (5)$$

De fato, foi esse o resultado encontrado por Fizeau em 1851, ao medir a velocidade da luz na água em movimento, como veremos adiante.

Notemos ainda, através da equação (5), que, se  $n = 1$ , então  $v = c/n$ , ou seja, a luz não é arrastada pelo meio. No outro extremo, se  $n \rightarrow \infty$ , então,  $v \rightarrow \frac{c}{n} + V$ , nesse caso, a luz é totalmente arrastada pelo meio, tal qual o som pelo ar.

<sup>6</sup> O vácuo era pensado com um espaço sem matéria ponderável, mas preenchido por éter.

<sup>7</sup> Tradução e grifos nossos.

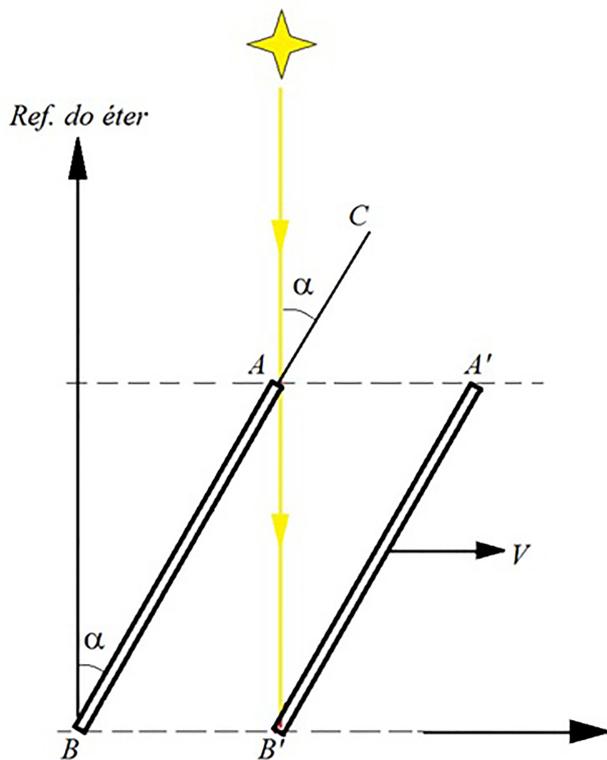
### 4. Os Experimentos de Corpos em Movimento no Êter

Passemos agora a discutir os experimentos e seus resultados à luz da teoria de Fresnel.

#### 4.1. A aberração da luz

Consideremos um observador em repouso no éter de tal maneira que vê uma estrela emitindo um raio luminoso que alcança a Terra numa direção que faz um ângulo de  $90^\circ$  com a sua superfície ( $0^\circ$  com a vertical). Como a Terra se move, para conseguir observar esse raio luminoso, um observador na Terra deverá inclinar o telescópio num ângulo  $\alpha$  diferente de  $0^\circ$ , em relação à vertical. Calculemos  $\alpha$ .

Na Figura 1 temos representada a estrela, supostamente fixa no éter, e o referencial da Terra onde está fixo um telescópio. A Terra se move para direita. No instante em que a luz chega à objetiva do telescópio, esse está com suas extremidades situadas nos pontos  $A$  e  $B$  (objetiva e ocular, respectivamente). Uma vez que a trajetória do raio é vertical e a Terra se move, o raio que incide na objetiva, no ponto  $A$ , abandona o telescópio no ponto  $B'$ . É fácil perceber pela Figura 1 que o tempo gasto para a ocular se deslocar dos pontos  $B$  para o  $B'$  (ou a objetiva



**Figura 1:** Ilustração do fenômeno da aberração da luz para um telescópio oco. A luz de uma estrela posicionada no zênite incide no ponto  $A$  do telescópio e, uma vez que o mesmo se move no éter, o abandona no ponto  $B'$ .

entre os pontos  $A$  e  $A'$ ) é igual ao tempo gasto pela luz para ir de  $A$  a  $B'$ . Dessa forma, sendo  $V$  a velocidade da Terra em relação ao éter, do triângulo  $ABB'$  temos, em aproximação de primeira ordem <sup>8</sup>,

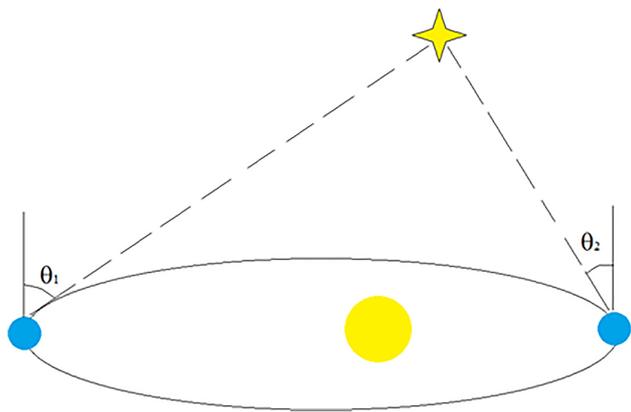
$$\text{tg}\alpha \approx \alpha = \frac{V\Delta t}{c\Delta t} = \beta \tag{6}$$

Se assumirmos que o Sol está em repouso no éter, podemos estimar o valor  $\beta \sim 10^{-4}$ , onde  $V = 30 \text{ km/s}$  e  $c = 300.000 \text{ km/s}$ .

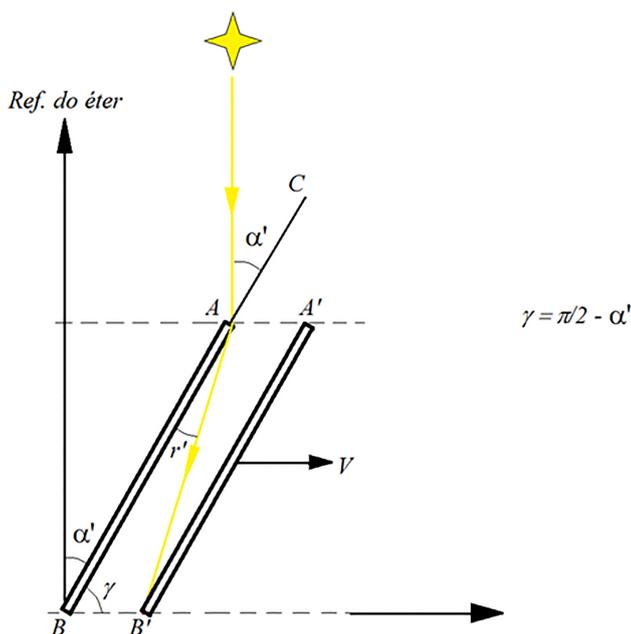
É importante notarmos que, apesar dos cálculos realizados acima, não é possível medir o ângulo de aberração  $\alpha$  a partir da Terra, uma vez que quando observamos uma estrela sempre a estamos observando em sua posição aparente. Em outras palavras, não temos como saber qual sua posição real a partir da Terra para determinarmos o desvio  $\alpha$  dessa posição. Assim, a hipótese assumida acima é de que um observador externo, fixo no éter, verifica a posição real da estrela e, dessa forma, é capaz de observar o ângulo de aberração. Conseqüentemente, ele é capaz de medir a velocidade da Terra em relação ao éter. Uma vez que estamos na Terra, só conhecemos a posição aparente da estrela e não somos capazes de medir essa aberração. Mas como então o fenômeno da aberração pôde ser observado? A resposta é: porque a velocidade da Terra não é constante em sua órbita! Uma vez que a velocidade da Terra não é constante, então há uma variação do ângulo  $\alpha$  decorrente da variação de sua velocidade na órbita,  $\Delta V$ , de modo que  $\Delta\alpha \approx \Delta V/c$ . Poder-se-ia confundir esse fenômeno com a paralaxe estelar, entretanto, nessa última, as variações angulares devido à mudança da posição aparente da estrela no céu ocorrem na direção radial à órbita terrestre, conforme pode ser visto na Figura 2, onde os ângulos  $\theta_1$  e  $\theta_2$  diferem devido à posição aparente da estrela, observada a partir da Terra. No caso da aberração, entretanto, como a variação angular decorre da variação da velocidade da Terra, essas ocorrem tangencialmente à órbita. Foi essa variação que foi observada por Bradley [6, 15, 16]. Dessa forma, o movimento absoluto da Terra em relação ao éter não poderia ser medido. Haveria então uma forma de medirmos tal movimento?

Uma saída seria fazer o que foi sugerido por Bosovich: realizar o experimento com o telescópio cheio de água [6]. Nesse caso, além de ser afetado pelo movimento da Terra, o ângulo de aberração sofreria uma modificação devido à refração da luz na água. A Figura 3 ilustra a trajetória do raio luminoso proveniente da mesma estrela, mas agora sofrendo uma refração devido à presença de água (ou

<sup>8</sup> Doravante, em todas as aproximações, levaremos em conta somente os termos em primeira ordem em  $\beta$ . As razões para tanto são duas: primeiramente, de ordem teórica, porque a teoria de Fresnel só é capaz de explicar os resultados dos experimentos nessa ordem de grandeza. Em segundo lugar, de ordem técnica, porque à época não haviam aparatos experimentais capazes de medir ordens superiores a essa. O primeiro aparato construído capaz de medir um efeito da ordem de  $\beta^2$  foi o interferômetro construído por Michelson e Morley em 1887. Teceremos algumas observações sobre esse fato ao final do artigo.



**Figura 2:** Fenômeno da paralaxe estelar. Uma estrela é observada a partir da Terra com ângulos que diferem a depender da posição da Terra em sua órbita.



**Figura 3:** Aberração da luz com o telescópio preenchido com água: o raio de luz sofre um desvio devido à refração no líquido.

outro meio transparente) preenchendo o telescópio. O novo ângulo de aberração é identificado por  $\alpha'$ .

Aplicando a lei dos senos ao triângulo  $ABB'$  da Figura 3, podemos escrever

$$\frac{\text{sen}(r')}{V\Delta t} = \frac{\text{sen}(\gamma)}{(c/n)\Delta t} = n \frac{\text{sen}(\pi/2 - \alpha')}{c\Delta t} = n \frac{\text{cos}(\alpha')}{c\Delta t} \quad (7)$$

Por outro lado, a luz que incide na extremidade  $A$  do telescópio o fará fazendo um ângulo  $\alpha'$  com a normal (segmento  $AC$ ). Pela lei da refração de Snell-Descartes, obtemos o seno do ângulo  $r'$  como sendo

$$\text{sen}(r') = \frac{\text{sen}(\alpha')}{n}, \quad (8)$$

que nos conduz, substituindo esse resultado na equação (7), a (em primeira ordem)

$$\text{tg}(\alpha') \approx \alpha' = n^2 \frac{V\Delta t}{c\Delta t} = n^2\beta \quad (9)$$

Dessa forma, o fator  $\beta$  (e, conseqüentemente,  $V$ ) poderia agora ser determinado, comparando-se a variação angular sofrida pelo telescópio ao observar o mesmo objeto estando esse oco ou cheio de água, uma vez que, as equações (6) e (9) nos permitem escrever

$$\alpha' - \alpha \equiv \Delta\alpha = (n^2 - 1)\beta. \quad (10)$$

No entanto, Hoek, ao realizar o experimento proposto por Boscovich, no ano de 1869, não encontrou qualquer modificação no ângulo de aberração [6, 15].

Ao calcularmos o ângulo de aberração  $\alpha'$ , levamos em consideração que o movimento do meio transparente (no caso, a água) não afeta o éter, de modo que o raio de luz “não percebe” que esse meio está em movimento – o éter se mantém estacionário. No outro extremo, poderíamos supor que a água move completamente o éter que se encontra em seu interior. Porém, se assim fosse, uma vez que o raio de luz chegasse ao telescópio, ele continuaria sua trajetória vertical, de modo que só conseguiríamos vê-lo se posicionássemos o telescópio em um ângulo  $\alpha' = 0$ . A solução para a questão deve então estar entre esses extremos, ou seja, o éter é parcialmente arrastado pela água, conforme predisse Fresnel. Vejamos.

Consideremos três sistemas de referência, denotados por  $R, R'$  e  $R''$ , que correspondem, respectivamente, aos referenciais do éter estacionário, do éter em movimento (parcialmente arrastado pela água fixa na Terra) e da Terra (Figura 4). Seja ainda  $V$  a velocidade da Terra em relação ao éter estacionário (referencial  $R$ ). A velocidade  $U$  do referencial  $R'$  (éter em movimento) em relação ao referencial  $R$  (éter em repouso) pode ser determinada pelo coeficiente de arrastamento, dado pela equação (5), ou seja

$$U = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) V. \quad (11)$$

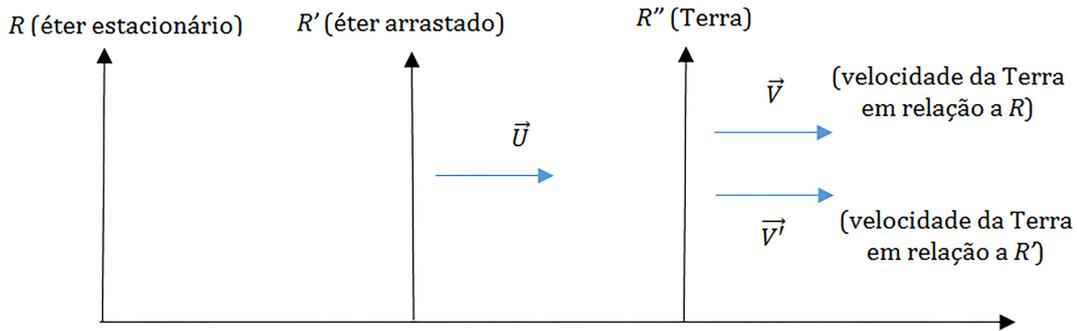
A velocidade da Terra em relação a  $R'$ ,  $V'$ , pode ser encontrada por uma composição de velocidades

$$V' = V - U = V - \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) V = \frac{V}{n^2} \quad (12)$$

Como a luz se propaga agora no éter em movimento, arrastado pela água, e não no estacionário, a Terra possui uma velocidade  $V$  em relação a ele, de modo que devemos substituir  $V$  por  $V'$  na equação (9). Dessa forma

$$\alpha' = n^2 \frac{V'}{c} = n^2 \frac{V}{n^2 c} = \beta \quad (13)$$

e, portanto,  $\alpha' = \alpha$  como observado por Hoek.



**Figura 4:** Representação dos sistemas de referência da Terra, do éter em movimento (arrastado) e do éter estacionário e suas respectivas velocidades relativas.

**4.2. Prisma em movimento no Éter**

Como já falamos, em 1810 Arago realizou um experimento a fim de testar a teoria corpuscular da luz a partir de um experimento envolvendo um prisma em movimento no éter (fixo à Terra). Como o índice de refração depende da razão entre as velocidades da luz no meio transparente e fora dele, era esperado que o ângulo do raio que emerge do prisma sofresse variações conforme o prisma se aproximasse ou se afastasse da fonte, previsão essa que não foi observada por Arago.

A Figura 5 representa o prisma (de vértices  $A$ ,  $B$  e  $C$ ) em duas situações distintas: uma, em repouso em relação ao éter, e outra, movendo-se para a direita. No primeiro caso, uma frente de onda incide paralelamente à sua face  $AB$ . O raio incidente em  $A$  percorre toda a extensão do prisma até o abandoná-lo em  $C$  enquanto o raio incidente em  $B$ , devido ao estreitamento do prisma nesse ponto, deixará imediatamente o prisma e gerará uma frente de onda esférica com origem em  $B$  (pelo Princípio de Huygens) que se propagará originando o raio  $BD$  (em verde). A frente de onda emergente pode ser obtida ligando-se as frentes de onda oriundas de  $C$  e  $B$  por uma reta tangente às mesmas, resultando no segmento  $CD$ .

No caso de o prisma mover-se para a direita, o raio incidente em  $A$  não mais abandonará o prisma em  $C$ , mas, devido ao movimento do prisma, o fará em  $C'$ , percorrendo a trajetória  $AC' > AC$ . Nesse caso, a frente de onda oriunda de  $B$  se propagará por uma distância  $BD' > BD$  (em vermelho) e resultará na frente de onda emergente  $C'D'$ .

Os ângulos de refração em ambos os casos são  $r$ , para o prisma em repouso, e  $r'$ , no caso do prisma em movimento; o ângulo de incidência é  $i$  para ambos os casos.

Calculemos o ângulo de refração  $r'$ . Da Figura 5 podemos escrever

$$\text{sen}(i) = \frac{\overline{AB}}{\overline{BC}} \quad \text{e} \quad \text{sen}(r') = \frac{\overline{B'E}}{\overline{B'C'}} \quad (14)$$

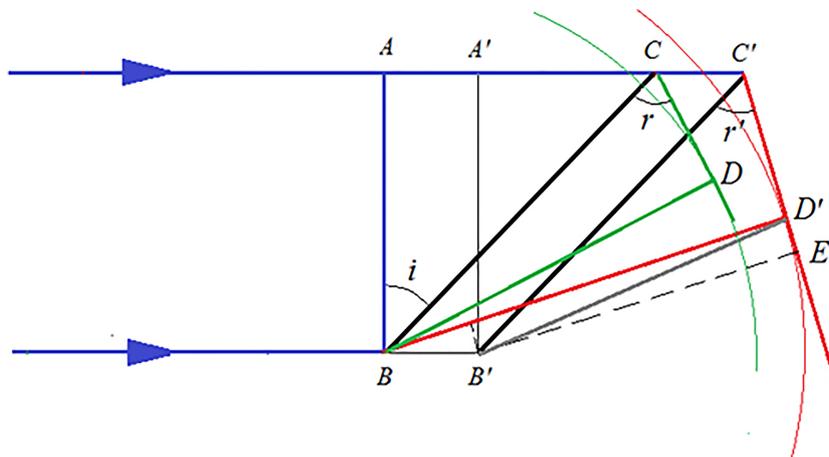
Mas  $\overline{B'C'} = \overline{BC}$  então

$$\frac{\text{sen}(r')}{\text{sen}(i)} = \frac{\overline{B'E}}{\overline{AC}} \quad (15)$$

Precisamos, portanto, encontrar os segmentos  $\overline{B'E}$  e  $\overline{AC}$ . Da Figura 5, notamos que

$$\overline{AC} = \overline{AC'} - \overline{CC'} = v\Delta t - V\Delta t \quad (16)$$

onde  $\Delta t$  é o tempo necessário para o raio incidente em  $A$  chegar em  $C'$ ,  $v$  é a velocidade da luz no prisma, medida



**Figura 5:** Prisma em repouso e em movimento em relação ao éter.

por um observador em repouso no éter, e  $V$  é a velocidade do prisma em relação a esse mesmo observador.

Segundo Fresnel, a velocidade da luz no prisma é dada pela equação (5).

Substituindo esse resultado na equação (16), obtemos

$$\bar{AC} = \left( \frac{c}{n} - \frac{V}{n^2} \right) \Delta t = \frac{c}{n} \left( 1 - \frac{\beta}{n} \right) \Delta t \quad (17)$$

Encontremos agora o segmento  $\bar{B'E}$ . A Figura 6 mostra, em destaque, o triângulo  $BB'D'$  da Figura 5. Dele podemos perceber que

$$F\bar{D}' = B\bar{D}' - \bar{BF} \quad (18)$$

Mas,

$$B\bar{D}' = c\Delta t \text{ e } \bar{BF} = B\bar{B}' \cos(\alpha') = V\Delta t \cos(\alpha') \quad (19)$$

onde  $\alpha$  é o ângulo de desvio do raio. As equações (18) e (19) nos fornecem

$$F\bar{D}' = c\Delta t \left( 1 - \beta \cos \alpha' \right) \quad (20)$$

Por outro lado, voltando à Figura 5, podemos notar que  $F\bar{D}' = B'E$ , portanto,

$$B'E = c\Delta t \left( 1 - \beta \cos \alpha' \right) \quad (21)$$

Retornando à equação (15), e substituindo os resultados (17) e (21), obtemos

$$\frac{\text{sen}(r')}{\text{sen}(i)} = \frac{c\Delta t \left[ 1 - \beta \cos(\alpha') \right]}{\frac{c}{n} \Delta t \left( 1 - \frac{\beta}{n} \right)} \approx n - n\beta \cos(\alpha') + \beta \quad (22)$$

desprezando termos de ordem igual ou superior a  $\beta^2$ .

Utilizando a equação (22) podemos obter o resultado para o caso do prisma em repouso no éter ( $\beta = 0$ ):

$$\frac{\text{sen}(r)}{\text{sen}(i)} = n \quad (23)$$

que é a conhecida lei de Snell-Descartes.

Percebemos até aqui, a partir das equações (22) e (23), que a teoria de Fresnel também prediz uma diferença entre os ângulos de refração conforme o prisma esteja em repouso ou se mova no éter. Sendo assim, surge a questão: como explicar o fato da invariância observada por Arago? Expliquemos: na verdade, a invariância observada

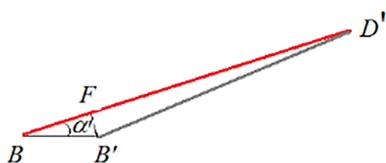


Figura 6: Triângulo  $BB'D'$  da figura 5.

se deve, não só à teoria, mas também ao aparato experimental utilizado para medir tais ângulos. Por serem extremamente pequenos, os ângulos de desvio dos raios ( $\alpha$ , para o prisma em repouso e  $\alpha'$ , para o prisma em movimento – Figura 7) eram observados através de uma pequena luneta montada na forma de goniômetro. Eles, então, eram medidos a partir da posição na qual seria possível ver o raio que emerge do prisma (raio vermelho na Figura 7). Esse fato, aliado ao fenômeno da aberração, tornará o ângulo aparentemente invariante, pois teremos que posicionar a luneta numa direção que é paralela à da trajetória que seria descrita por um raio que emerge do prisma (raio amarelo na Figura 7) quando o mesmo estivesse em repouso no éter.

Denotemos por  $\theta$  o ângulo formado entre a luneta e a horizontal. Esse ângulo é fixado de modo que possamos observar o raio refratado pelo prisma em movimento no éter. Seja ainda  $\gamma$  o ângulo formado entre a luneta e o raio refratado (ver Figura 7). Para que a luneta seja paralela ao raio refratado quando o prisma se encontra em repouso<sup>9</sup>, devemos demonstrar que  $\alpha - \alpha' (\equiv \delta) = \gamma$ , o que implica em  $\theta = \alpha$ . Procuremos, portanto, determinar esses ângulos.

Das equações (22) e (23), obtemos

$$\frac{\text{sen}(r) - \text{sen}(r')}{\text{sen}(i)} = n\beta \cos(\alpha') - \beta = \frac{\text{sen}(r)}{\text{sen}(i)} \beta \cos(\alpha') - \beta \quad (24)$$

Definindo  $r - r' \equiv \delta$  e substituindo  $r$  na equação (24), temos

$$\frac{\text{sen}(r' + \delta) - \text{sen}(r')}{\text{sen}(i)} = \frac{\beta \text{sen}(r') \cos \alpha'}{\text{sen}(i)} - \beta \quad (25)$$

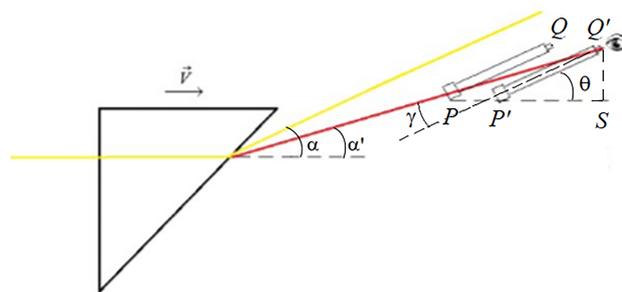


Figura 7: Trajetória dos raios emergentes do prisma nos casos em que esse se encontra em repouso no éter (raio amarelo) e em movimento, para a direita (raio vermelho). Para observação do raio vermelho, devido à aberração, a luneta tem que ser posicionada num ângulo paralelo ao raio amarelo, o que mascara a diferença entre os ângulos emergentes nos dois casos, tornando a diferença imperceptível.

<sup>9</sup> Para não ficar demasiadamente repetitivo, doravante as palavras “repouso” e “movimento” referir-se-ão às respectivas situações em relação ao éter.

onde usamos o fato que  $\beta \text{sen}(r) = \beta \text{sen}(r' + \delta) \approx \beta \text{sen}(r')$ , desprezando termos de segunda ordem<sup>10</sup>.

Expandindo o lado esquerdo da equação (25), novamente desprezando termos de segunda ordem, e após algumas manipulações, encontramos

$$\delta = \beta \frac{\text{sen}(r') \cos(\alpha') - \text{sen}(i)}{\cos(r')} \quad (26)$$

A Figura 8 destaca a relação entre os ângulos de incidência, refração e desvio ( $i, r'$  e  $\alpha'$ , respectivamente) de um determinado raio luminoso, observados quando o prisma se encontra em movimento. Por essa figura é possível notar que esses ângulos relacionam-se de maneira que  $i = r' - \alpha'$ , de onde vem que

$$\begin{aligned} \text{sen}(i) &= \text{sen}(r' - \alpha') = \text{sen}(r') \cos(\alpha') \\ &- \text{sen}(\alpha') \cos(r'). \end{aligned} \quad (27)$$

Substituindo esse último resultado na equação (26), obtemos

$$\delta \approx \beta \text{sen}(\alpha') \quad (28)$$

Por outro lado, uma vez que definimos  $\alpha - \alpha' = \delta$ , então,

$$\delta \approx \beta \text{sen}(\alpha') = \beta \text{sen}(\alpha - \delta) \approx \beta \text{sen}(\alpha) \quad (29)$$

onde fizemos  $\text{sen}(\delta) \approx \delta$  e  $\cos(\delta) \approx 1$ , em primeira ordem<sup>11</sup>.

Determinado o ângulo  $\delta$ , calculemos  $\gamma$ .

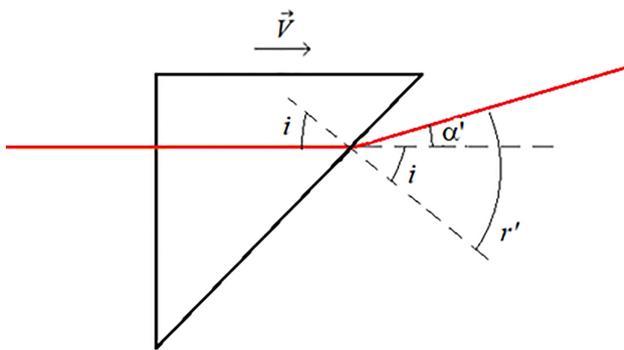
Retornando à Figura 7, percebemos que

$$P\bar{P}' = V\Delta t \quad (30)$$

$$P\bar{Q}' = c\Delta t \quad (31)$$

e

$$P\bar{S} = \bar{P}S - \bar{P}P' = c\Delta t \cos \alpha' - V\Delta t \quad (32)$$



**Figura 8:** Ângulos de incidência ( $i$ ), refração ( $r'$ ) e desvio ( $\alpha'$ ) de um raio luminoso para o prisma em movimento no éter.

<sup>10</sup> Assumimos aqui que o ângulo  $\delta$  é da mesma ordem que  $\beta$ . Tal hipótese se justifica pela equação (24), uma vez que a diferença entre os senos dos ângulos de refração é dessa mesma ordem de grandeza.

<sup>11</sup> Notemos que  $\alpha \neq \alpha'$ , mas  $\beta \text{sen}(\alpha') \approx \beta \text{sen}(\alpha)$

de onde vem

$$\begin{aligned} P\bar{Q}' &= \sqrt{(c\Delta t \cos \alpha' - V\Delta t)^2 + (c\Delta t \text{sen} \alpha')^2} \\ &\approx c\Delta t (1 - 2\beta \cos \alpha')^{1/2} \end{aligned} \quad (33)$$

Por fim, aplicando a lei dos senos ao triângulo  $PP'Q'$ , temos

$$\frac{\text{sen} \alpha'}{P\bar{Q}'} = \frac{\text{sen} \gamma}{PP'} \quad (34)$$

que substituindo as equações (30) e (33) nos fornece

$$\text{sen} \gamma \approx \beta \text{sen} \alpha' (1 + \beta \cos \alpha') \approx \beta \text{sen} \alpha' \quad (35)$$

Uma vez que  $\gamma \ll 1$  e que  $\beta \text{sen}(\alpha') \approx \beta \text{sen}(\alpha)$ , temos finalmente que

$$\gamma \approx \beta \text{sen} \alpha' \approx \beta \text{sen} \alpha = \delta \quad (36)$$

como queríamos demonstrar. Além disso, ainda da Figura 7 obtemos o ângulo de inclinação da luneta

$$\theta = \alpha' + \gamma = \alpha' + \delta \rightarrow \theta = \alpha \quad (37)$$

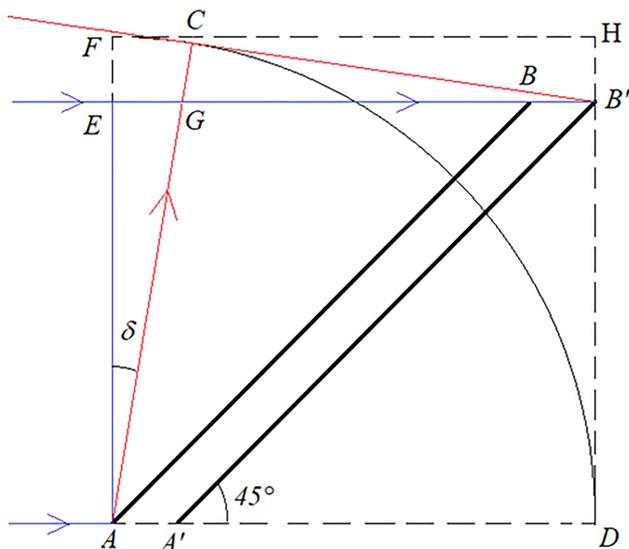
Portanto, deve-se posicionar a luneta em um ângulo  $\theta = \alpha \neq \alpha'$  para se observar o raio luminoso refratado quando o prisma se encontra em movimento, ângulo esse que condiz com o resultado esperado para quando o prisma se encontra em repouso.

### 4.3. Espelho em movimento no Éter

Suponhamos que, ao invés de utilizar o prisma, Arago quisesse medir o ângulo de reflexão de um raio incidente em um espelho fixo na Terra e disposto de forma que sua superfície forme um ângulo de  $45^\circ$  em relação à direção do movimento. Qual seria, então, o resultado obtido? Antes de responder a essa questão, temos que chamar a atenção de que a lei da reflexão, na concepção do éter, só é válida para espelhos que estejam em repouso. O movimento do espelho “atrasa” um dos raios incidentes no espelho (raio  $EB'$  na Figura 9), de modo que a frente de onda emergente (segmento  $CB'$  na Figura 9) sofre uma inclinação, distanciando-se de um ângulo  $\delta$  da direção que seria esperada, caso o espelho estivesse em repouso.

Para respondermos à questão levantada, procuremos calcular  $\delta$  (figura 9). Notemos inicialmente que os triângulos  $AEG$  e  $CB'G$  são semelhantes (o raio refletido e a frente de onda refletida formam um ângulo de  $90^\circ \rightarrow \hat{ACB} = 90^\circ$ ), então  $\hat{CB'G} = \hat{EAG} = \delta$ . Devemos então obter o ângulo  $\hat{CB'G}$ , formado entre a direção  $EB'$  e a frente de onda refletida.

A Figura 9 representa o referido espelho em dois instantes diferentes, separados por um intervalo de tempo  $\Delta t = t_2 - t_1$ . A frente de onda  $AE$  incide perpendicularmente à direção do movimento do espelho, de modo que no instante  $t_1$  um raio dessa frente (raio inferior)



**Figura 9:** Uma frente de onda AE incide sobre um espelho, inclinado de 45°, que se encontra em movimento no éter. Pelo Princípio de Huygens, o raio refletido (AC) não terá a direção vertical, como seria esperado para o repouso, mas fará com essa direção um ângulo  $\delta$ .

encontra o espelho em A e no instante  $t_2$  um outro raio (raio superior - EB'), encontra o espelho em B', que está distante  $V\Delta t$  da posição original B. Enquanto o raio incidente em E se propaga em direção a B', pelo Princípio de Huygens, uma frente de onda circular<sup>12</sup>, se origina em A e também se propaga, gerando o arco de circunferência FD no instante em que o raio superior encontra o espelho. A frente de onda refletida é então obtida por um segmento de reta tangente às ondas esféricas oriundas de A e de B' (segmento CB'). Tudo isso exposto, podemos fazer as seguintes ponderações:

$$\bar{AD} = \bar{AC} = c\Delta t \tag{38}$$

$$\bar{AA}' = \bar{BB}' = V\Delta t \tag{39}$$

Utilizando as equações (38) e (39) e o fato de que o triângulo A'B'D é isósceles<sup>13</sup> (espelho inclinado de 45°), obtemos

$$\bar{B'D} = \bar{A'D} = (c - V)\Delta t \tag{40}$$

Traçando um novo triângulo AB'D, podemos escrever a relação

$$\bar{AB}'^2 = \bar{AD}^2 + \bar{B'D}^2 \tag{41}$$

Por outro lado, do triângulo ACB', escrevemos

$$\bar{AB}'^2 = \bar{AC}^2 + \bar{CB}'^2 \tag{42}$$

Como (da equação (38))  $\bar{AD} = \bar{AC}$ , então, comparando as equações (41) e (42), temos que

$$\bar{CB}' = \bar{B'D} = (c - V)\Delta t \tag{43}$$

A Figura 10 representa a frente de onda circular FD, bem como a frente de onda refletida CB', em destaque. Uma vez encontrada a distância CB', se conhecermos a distância IB' dessa figura, podemos encontrar  $\delta$  pela equação

$$\cos \delta = \frac{\bar{IB}'}{\bar{CB}'} \tag{44}$$

Sabemos que  $\bar{AD} = c\Delta t$ , logo,

$$\bar{IB}' = c\Delta t - x_0 \tag{45}$$

Procuremos determinar  $x_0$ . Olhando para a Figura 10 novamente, é possível perceber que a questão se resume no problema geométrico que consiste em encontrar a abscissa  $x_0$  que corresponde à coordenada da intersecção de reta CB' (cuja inclinação, em módulo, é  $\delta$ ), com a circunferência FD.

Das equações (43), (44) e (45), temos

$$\cos \delta = \frac{c\Delta t - x_0}{(c - V)\Delta t} \tag{46}$$

Mas, uma vez que  $\delta \ll 1$ , desprezando termos de ordem igual ou superior a  $\delta^2$ , temos que  $\cos \delta \approx 1 \rightarrow x_0 \approx V\Delta t$  nessa ordem de aproximação.

Por outro lado, a equação da circunferência é

$$y^2 + x^2 = c^2\Delta t^2 - y = \sqrt{c^2\Delta t^2 - x^2} \quad (0 < x < c\Delta t). \tag{47}$$

No ponto  $x_0$  a reta tangente à circunferência é a própria reta CB', cuja inclinação é  $\delta$  (em módulo). Dessa forma,

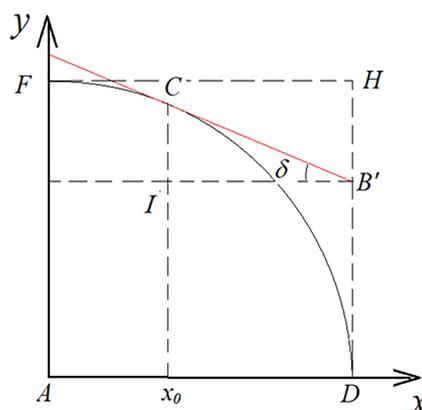
$$\left| \left( \frac{dy}{dx} \right)_{x=x_0} \right| = \frac{x_0}{\sqrt{c^2\Delta t^2 - x_0^2}} = \text{tg} \delta \tag{48}$$

A expansão da tangente nos dá  $\text{tg} \delta \approx \delta$  e, além disso,

$$\frac{x_0}{\sqrt{c^2\Delta t^2 - x_0^2}} = \frac{V\Delta t}{\sqrt{c^2\Delta t^2 - V^2\Delta t^2}} = \frac{\beta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \approx \beta \tag{49}$$

Por fim, obtemos finalmente

$$\delta \approx \beta \tag{50}$$



**Figura 10:** Frente de onda refletida CB' em destaque.

<sup>12</sup> A frente de onda é circular nessa representação bidimensional.  
<sup>13</sup> Usamos aqui o fato de o espelho está disposto 45° por simplicidade, no entanto obtemos um resultado similar para qualquer ângulo.

Logo, o raio refletido, seguirá em uma direção cujo ângulo de reflexão será  $\frac{\pi}{4} + \beta$ , e não somente  $\frac{\pi}{4}$  como o esperado para o caso do repouso.

Para observar esse raio, a luneta deverá ser posicionada paralelamente à vertical, devido à aberração (posição essa esperada para o espelho em repouso), mascarando mais uma vez esse desvio, como evidenciado pela Figura 11.

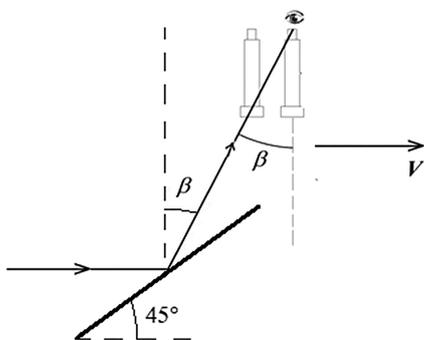
#### 4.4. Experimento de Fizeau

Em 1851, H. Fizeau realizou um experimento com a finalidade de verificar qual das três hipóteses abaixo, a respeito do comportamento do éter para corpos transparentes em movimento, estaria correta:

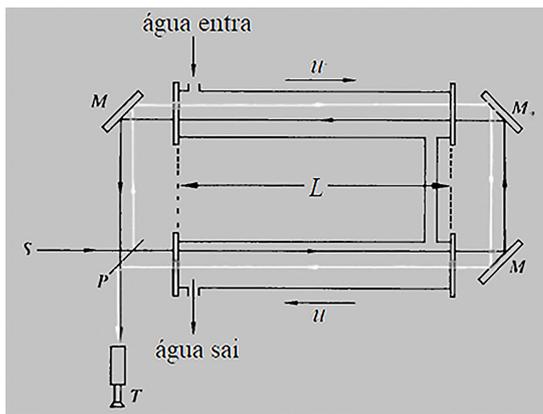
1. O éter é aderente, dessa forma ele fica preso às moléculas dos corpos e, conseqüentemente, participa do movimento desses – ele é totalmente arrastado pelo corpo em movimento;
2. O éter é livre e independente, dessa forma não sofre a influência do movimento dos corpos;
3. Só uma porção do éter é livre, a outra porção é fixa às moléculas dos corpos, sendo, portanto, parcialmente arrastado pelo corpo em movimento (hipótese de Fresnel).

Na Figura 12 está representado o aparato utilizado por Fizeau. Um feixe de luz oriundo de *S* é bipartido por um espelho semirrefletor *P* em dois feixes (claro e escuro na figura) que caminham em sentidos opostos por dois tubos de comprimento *L* contendo água que, por sua vez, se move (na figura, em sentido horário) com velocidade *u*. Os feixes então interferem, após passar por duas vezes pelos tubos, e geram um padrão de interferência do tipo de franjas ou bandas (Figura 13) que pode ser visto através de um telescópio *T*.

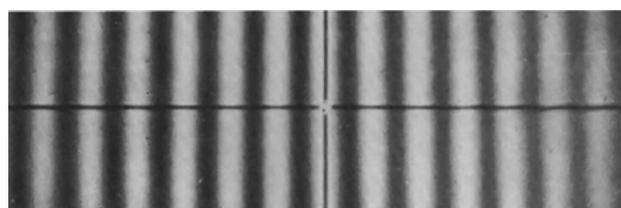
Se a água estiver em movimento e o éter for parcialmente ou totalmente arrastado por ela, é de se esperar um deslocamento das franjas de interferência em relação à situação na qual a água esteja estática. Se o éter não for afetado pelo movimento da água, nenhum deslocamento será observado.



**Figura 11:** Para se observar o raio refletido, a luneta deve ser posicionada em uma direção que seria esperada para se observar o raio quando espelho se encontra em repouso.



**Figura 12:** Esquema do aparato usado por Fizeau em seu experimento. (Fonte: FRENCH, 1968 [16])



**Figura 13:** Padrão de interferência gerado por um aparato do tipo do de Fizeau. (Fonte: FRENCH, 1968 [16])

Seja

$$v = \frac{c}{n} \pm ku \tag{51}$$

a velocidade da luz medida no laboratório, conforme a luz se propaga a favor (+) ou contra (-) o sentido do movimento da água. A constante *k* pode assumir os valores: *k* = 1, *k* = 0 ou  $0 < k < 1$ , conforme o éter seja totalmente arrastado, imóvel ou parcialmente arrastado pela água (hipóteses 1, 2 e 3, respectivamente).

A diferença de tempo gasto pelos raios para percorrer os dois tubos será

$$\Delta t = \frac{2L}{\frac{c}{n} - ku} - \frac{2L}{\frac{c}{n} + ku} \approx \frac{4n^2 u L}{c^2} k \tag{52}$$

onde desprezamos termos de ordem igual ou superior a  $(u/c)^2$ . O deslocamento de franjas devido à diferença de caminho óptico percorrido pelos raios será então

$$\Delta = \frac{c \Delta t}{\lambda} = \frac{4n^2 u L}{\lambda c} k \tag{53}$$

Ao realizar as primeiras medidas, Fizeau notou logo um deslocamento nas franjas. Após uma série de medidas, ele obtém um deslocamento médio de 0,23 franjas, ou seja, as franjas se deslocaram cerca de 1/4 da distância entre duas claras ou escuras adjacentes. Assim, ele pôde descartar diretamente a hipótese 2, na qual o éter é mantido imóvel. Além disso, utilizando os dados de seu aparato experimental: *L* = 1,49 m, *u* = 7,06 m/s, *n* = 1,33 e  $\lambda$  = 526 nm, obtemos

$$k_{exp} \approx 0,48, \tag{54}$$

que nos permite descartar a hipótese 1 também.

Finalmente, assumindo a hipótese de Fresnel, para a qual  $k = 1 - 1/n^2$ , obtemos para a constante

$$k_{teo} \approx 0,43, \quad (55)$$

que se distancia do valor experimental em cerca de 10%.

Em seu artigo não fica clara a faixa de erro experimental, no entanto o mesmo afirma que esse deve-se, principalmente, à determinação da velocidade da água nos tubos. Em 1886, A. Michelson e E. Morley repetiram o experimento, aprimorando-o em diversos aspectos técnicos e confirmaram o resultado de 1851 [17].

Além de realizar o experimento com água, Fizeau também o realizou com ar, mantendo sua velocidade igual a 25 m/s. Nesse caso, nenhum movimento apreciável das franjas foi observado. Esse fato também pode ser explicado pela teoria de Fresnel: utilizando  $n_{ar} = 1$ , obtemos  $k = 0$  (equação (4)) e, conseqüentemente, pela equação (53),  $\Delta = 0$ .

## 5. Considerações Finais

Neste artigo, apresentamos os aspectos teóricos e matemáticos relacionados à Óptica aplicada a corpos em movimento no éter luminífero, desenvolvida por Fresnel, e às suas corroborações experimentais. Focamos nossa análise em quatro experimentos: aberração da luz com o telescópio cheio de água, prisma e espelho em movimento no éter, e no denominado experimento de Fizeau. Nos três primeiros experimentos, eram esperadas variações angulares que não foram observadas, ou seja, o resultado experimental era consistente com o que seria esperado para a Terra em repouso em relação ao éter, denominados, por essa razão, de resultados nulos. Porém, como foi aqui demonstrado, uma composição da hipótese de arrastamento parcial do éter assumida por Fresnel com o fenômeno da aberração é capaz de explicar porque, mesmo havendo desvios previstos, esses não poderiam ser observados com o aparato experimental da época, ao menos se considerarmos aproximações até a primeira ordem em  $\beta$ .

Diferentemente dos três primeiros, o experimento de Fizeau buscou medir positivamente o coeficiente de arrastamento, confrontando-o com o que seria esperado dentro de três possibilidades: éter totalmente arrastado pelo corpo transparente, éter imóvel e éter parcialmente arrastado. O resultado encontrado por Fizeau foi consistente com a terceira hipótese, com o valor da constante compatível com o previsto pela teoria de Fresnel.

Essas comprovações experimentais, juntamente com o eletromagnetismo de Maxwell, que necessitava de um referencial absoluto no qual os fenômenos eletromagnéticos se dariam, conduziram os físicos do século XIX e início do XX a “acreditarem” na existência desse meio. Então, parafraseando J. J. Thomson (1856-1940), o éter, longe de ser uma especulação filosófica, era essencial para

a física dessa época<sup>14</sup>. Longe de ser uma concepção ingênua, o éter gozava de boa aceitação da comunidade científica, apesar de apresentar muitos problemas no que se refere às suas propriedades e características [13]. Foi justamente no intuito de buscar mais esclarecimento a respeito de características desse meio que Michelson e Morley realizam o famoso experimento de interferometria de 1887. Eles afirmam:

Na teoria ondulatória, de acordo com Fresnel, primeiramente supõe-se o éter em repouso exceto no interior dos meios transparentes nos quais, em segundo lugar, supõe-se que se mova com velocidade menor que a do meio na razão  $\frac{n^2-1}{n^2}$ , onde  $n$  é o índice de refração. Estas duas hipóteses fornecem uma explicação completa e satisfatória da aberração. A segunda hipótese, apesar de parecer improvável, deve ser considerada como completamente provada, primeiro pelo celebrado experimento de Fizeau e, segundo, pela ampla confirmação de nosso próprio trabalho. O teste experimental da primeira hipótese constitui o objeto do presente trabalho [...]. Mas, novamente, nós não temos o direito de assumir que ele escape livremente e, caso haja alguma resistência, mesmo suave, nós certamente não podemos assumir que um corpo opaco tal como a Terra inteira ofereça livre passagem através de toda a sua massa.<sup>15</sup> [2]

Esse trecho confirma que os físicos no século XIX estavam convencidos, não só da existência do éter, como da teoria de Fresnel. É claro que objeções existiam, tal como a do próprio Fizeau que, no mesmo trabalho em que confirma o arrastamento parcial postulado por Fresnel, afirma que

O sucesso dessa experiência deve, penso eu, levar à adoção da hipótese de Fresnel, ou pelo menos à lei descoberta por ele, a qual expressa a relação entre a mudança de velocidade e o movimento do corpo; pois, embora o fato desta lei constituir um forte argumento em favor da hipótese de qual é uma mera conseqüência, muitas das concepções de Fresnel, sem dúvida, ainda parecerão extraordinárias e, em alguns aspectos, improváveis; e antes que ela possa ser aceita como a expressão do estado real das coisas, serão exigidas provas adicionais dos físicos, bem como um exame minucioso do assunto pelos matemáticos [12].

Por outro lado, após um extenso trabalho envolvendo diversos experimentos entre os anos de 1872 e 1874, Eleuthère Mascart (1837-1908) conclui que

<sup>14</sup> Segundo Thomson (1909 apud PIETROCOLA, 2002 [1]): “o éter não é uma criação fantástica de uma filosofia especulativa; ele é essencial para nós, como o ar que respiramos”.

<sup>15</sup> Tradução e grifos nossos.

[...] o movimento de translação da Terra não tem nenhuma influência apreciável sobre os fenômenos de óptica produzidos com uma fonte terrestre ou com a luz solar, que esses fenômenos<sup>16</sup> não nos dão um meio de apreciar o movimento absoluto de um corpo e que os movimentos relativos são os únicos que podemos atingir [6].

Podemos perceber que nessa afirmação de Mascart se já se encontrava a ideia principal do que seria mais tarde enunciado por Albert Einstein (1879-1955), em 1905, como o Princípio da Relatividade:

Exemplos desse gênero, assim como o insucesso das experiências feitas para constatar um movimento da Terra em relação ao meio luminífero levam à suposição de que [...] em todos os sistemas que valem as equações da Mecânica, também são igualmente válidas as leis ópticas e eletrodinâmicas da mesma forma – o que, até a primeira ordem de aproximação, já está comprovado (EINSTEIN, 1905, p. 47) [18].

Podemos, portanto, concluir que Einstein conhecia alguns dos resultados teóricos descritos neste artigo, os quais são capazes de explicar os fenômenos somente “até a primeira ordem de aproximação”, como ressaltamos em diversos momentos no texto.

Finalmente, devemos notar que, além de nos fornecer uma narrativa histórica extraordinária, com eventos e intervenções diversas e riquíssimas, as quais não abordamos aqui em sua totalidade devido ao foco deste trabalho, o estudo da teoria de Fresnel nos presenteia com uma física simples e criativa, com a qual compreendemos um pouco mais a respeito da maneira de pensar do cientista do século de XIX, e que só foi suplantada, com o passar do tempo, pela Teoria da Relatividade Especial. Como se refere Peduzzi, sobre o pensamento de Lakatos a respeito da evolução das ciências:

[...] Lakatos deixa claro que a preferência de uma teoria sobre outra deve se dar em termos racionais. Assim, em uma situação de concorrência deve ficar evidente o caráter progressivo do ‘novo’ programa (através de sua capacidade explicativa e poder preditivo) e a fase regressiva ou degenerativa de seu rival (onde se acentuam as inconsistências e abundam as explicações ad-hoc) [19].

Esse nos parece ser o caso da prevalência da TRE sobre a teoria de Fresnel.

## Referências

[1] M. Pietrocola, *Física na Escola* **3**, 2 (2002).

<sup>16</sup> Analisados até a primeira ordem em  $\beta$

- [2] A.A. Michelson e E.W. Morley, *American Journal of Science* **34**, 203 (1887).
- [3] R.C. Miranda Filho, N.P. Andion e N.C. da Costa, *Physics Essays* **15**, 4 (2002).
- [4] [http://www.if.ufrgs.br/~lang/Textos/einstein\\_eter\\_1920.pdf](http://www.if.ufrgs.br/~lang/Textos/einstein_eter_1920.pdf), acessado em junho de 2018.
- [5] M. Pietrocola, *Caderno Catarinense de Ensino de Física* **10**, 157 (1993).
- [6] R.A. Martins, *Caderno Catarinense de Ensino de Física* **29**, 52 (2012).
- [7] R.A. Martins, *A origem histórica da Relatividade Especial* (Livraria da Física, São Paulo, 2015).
- [8] F.L. da Silveira e L.O.Q. Peduzzi, *Caderno Catarinense de Ensino de Física* **23**, 26 (2006).
- [9] J.M.F. Bassalo, *Caderno Catarinense de Ensino de Física* **5**, 79 (1988).
- [10] J.M.F. Bassalo, *Caderno Catarinense de Ensino de Física* **6**, 37 (1989).
- [11] A. Fresnel, *Annales de Chimie et de Physique* **9**, 57 (1818).
- [12] H. Fizeau, *Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences de Paris* **57**, 385 (1859).
- [13] R.C. Miranda Filho, *Base experimental e teoria em Física: uma análise do experimento de Michelson e Morley*. Tese de Doutorado, Universidade de São Paulo, São Paulo (2004).
- [14] F. Arago, *Comptes Rendus des Séances de l'Académie des Sciences de Paris* **36**, 38 (1853).
- [15] E.T. Whittaker, *A history of the theories of aether and electricity from the age of descartes to the close of the nineteenth century* (Hodges, Figgis & Co., Dublin, 1910), p. 99.
- [16] A.P. French, *Special Relativity (M.I.T. Introductory Physics Series)*, (New York, W.W. Norton & Company, 1968).
- [17] A.A. Michelson e E.W. Morley, *American Journal of Science* **31**, 377 (1886).
- [18] A. Einstein, in: *Princípio de relatividade* (Fundação Calouste Gulbenkian, Lisboa, 1958), p. 47.
- [19] L.O.Q. Peduzzi e A. Basso, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **27**, 545 (2005).