

Universidad de los Andes
Facultad de ciencias
Centro de Física Fundamental
Área de Electrodinámica Clásica

**Pruebas cruciales para la teoría especial de la relatividad:
Corrientes Abiertas y Modelo Magnético de la Luz**

Trabajo especial de grado presentado ante la ilustre Universidad de Los Andes como
requisito para optar al título de Licenciatura en Física

Presentado por:

Br. Jesús Erazo

Tutor: Dr. Gianfranco Spavieri

Mérida, martes 3 de Octubre de 2006



ACTA DE TRABAJO ESPECIAL DE GRADO

En Mérida a los tres días del mes octubre del año 2006, a las 10:00 a.m., se reunieron los Profesores **GIANFRANCO SPAVIERI**, **FELIX AGUIRRE** y **IGNACIO FERRIN**, miembros del Jurado designado por el Departamento de Física y aprobado por el Consejo de la Facultad de Ciencias, para revisar el Trabajo Especial de Grado que lleva como título:

“PRUEBAS CRUCIALES PARA LA TEORÍA ESPECIAL DE LA RELATIVIDAD: CORRIENTES ABIERTAS Y MODELO MAGNÉTICO DE LA LUZ”

Presentado por el Bachiller **JESÚS ENRIQUE ERAZO PUENTES**, titular de la Cédula de Identidad N° 13.558.762, para optar por el título de:

LICENCIADO EN FISICA

En la Facultad de Ciencias de la Universidad de Los Andes. Acto seguido, se procedió a oír la exposición que sobre el tema, arriba mencionado, realizó el bachiller **ERAZO PUENTES**. Después del correspondiente interrogatorio, el Jurado procedió a deliberar sobre el contenido de la misma.

Finalmente el Jurado lo declaró **APROBADO**, con la calificación de **DIECINUEVE (19) PUNTOS Y RECOMENDADO PARA SU PUBLICACIÓN**.

En fe de lo cual firman:

Prof. Gianfranco Spavieri
Tutor

Prof. Félix Aguirre
Jurado

Prof. Ignacio Ferrin
Jurado

El trabajo escrito que a continuación se presenta ha sido aceptado y publicado en **ELECTROMAGNETIC PHENOMENA** Vol. 6 N° 1 (16) (2006). Al final de los apéndices aparece un Abstract del mismo. También ha sido presentado ante la X Conferencia Internacional: “**Physical Interpretations Of Relativity Theory**” celebrada en Londres, septiembre 2006, y publicada en los proceedings.

Agradecimientos

Este trabajo no hubiera sido posible sin la formación académica y profesional recibida de parte de la Ilustre Universidad de Los Andes a través de su Facultad de Ciencias, sin la paciencia y buena guía del profesor Gianfranco Spavieri, y sin la confianza y el gran apoyo de mis padres, mi esposa e hijas. Por esta razón le estoy eternamente agradecido. Un agradecimiento especial al **CDCHT** por su invaluable apoyo y por contribuir en proyectos como el que se presenta más adelante que contribuye al avance y desarrollo de la ciencia en nuestro país.

	Contenido	página
1.-	Resumen	1
2.-	Introducción	1
2.1.-	Importancia del tema dentro del contexto de la electrodinámica clásica y mecánica cuántica	1
2.2.-	Antecedentes	2
3.-	Objetivos generales e hipótesis de trabajo	5
3.1.-	Prueba para la ley de inducción de Faraday para corrientes abiertas: El experimento recíproco de Rowland.	5
3.2.-	Experimento de Fizeau de tipo no interferométrico como una prueba crucial de las transformaciones de las velocidades de la TER y el modelo magnético de la luz.	5
4.-	Situación en que se encuentra la TER y las teorías alternativas	6
5.-	¿Por qué considerar el experimento recíproco de Rowland?	8
6.-	El experimento recíproco de Rowland	9
7.-	Método alternativo para probar la ley de inducción de Faraday para corrientes abiertas	11
8.-	La fase de la onda de la luz y la velocidad del fotón en el experimento de Fizeau.	12
9.-	Ecuaciones de onda para la materia y la luz	14
9.1.-	Ecuación de Schrödinger para las ondas materiales del efecto Aharonov-Bohm.	14
9.2.-	La ecuación de onda de luz en un medio en movimiento	15
10.-	El momento de interacción electromagnética	16
11.-	El momento de la materia y la luz	17
11.1.-	Ondas materiales	17
11.2.-	Ondas de luz	18
11.2.1.-	Función de onda sin fase	18
11.2.2.-	Función de onda que adquiere fase	19
12.-	Consecuencias del modelo magnético de propagación de la luz	20
13.-	Un nuevo experimento no interferométrico para medir la velocidad de la luz en un fluido en movimiento.	21
13.1.-	Determinación de la velocidad de los fotones en un medio en movimiento por medida directa del tiempo de vuelo.	21
14.-	Conclusiones	23
15.-	Referencias	24
16.-	Apéndice A	24
16.1.-	Comprobando la solución para la ecuación de Schrödinger (9).	25
16.2.-	Forma explícita de \mathbf{Q} para el efecto AB	25
17.-	Apéndice B	26
17.1.-	Como se llega a la ecuación de onda de luz (12) para el sistema del laboratorio en el experimento de Fizeau.	26

18.-	Apéndice C: Propiedades del Efecto Aharonov-Bohm	27
19.-	Apéndice D: Interpretación que ofrece la TER sobre el experimento de Fizeau.	28
20.-	Apéndice E: Deducción de algunas de las ecuaciones	28
20.1.-	Como se llega a la ecuación (17)	28
20.2.-	Como se llega a la ecuación (23)	29
20.3.-	Como se llega a la ecuación (30)	30
21.-	Apéndice F: Análisis del experimento de Michelson-Morley según Galileo, la TER y Tangherlini.	31

1. RESUMEN

Después de cien años de la teoría especial de la relatividad (*TER*), en las conferencias especializadas, por la existencia y el reciente desarrollo de teorías alternativas, surgen las preguntas de ¿cuán bien está corroborada experimentalmente la *TER*? y sí ¿existen experimentos que discriminen a la *TER* de las teorías alternativas?

Para contestar a estas preguntas se consideran con particular detenimiento algunos aspectos propios de la *TER*, no considerados en la literatura.

Se revisa la ley de inducción de Faraday en su forma diferencial o local, para el caso de corrientes abiertas o de convección. En concreto se propone el experimento recíproco de Rowland como una nueva prueba crucial de la existencia de corrientes abiertas y para la validez experimental de la ley de inducción de Faraday en su forma diferencial, para ello se trata y analiza la inducción sobre una bobina en movimiento con respecto a una carga eléctrica estática.

Finalmente, se considera el *modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento*. De acuerdo a éste, existe una analogía entre la propagación de las ondas electromagnéticas como la luz en un medio en movimiento y las ondas materiales (electrones) en los efectos cuánticos del tipo Aharonov-Bohm. Resulta entonces que la velocidad de fase de la onda de luz es afectada por el flujo del medio, pero el momento de las partículas (fotones) no lo está. Por lo tanto, de acuerdo a este modelo, el experimento de Fizeau no corrobora la ley de adición de velocidades relativistas de la *TER*. En este sentido se sugiere un experimento de tipo no interferométrico para medir la velocidad del fotón en un medio en movimiento, con características distintas del realizado por Fizeau, el cual puede representar una prueba con carácter confirmativo, bien para el modelo magnético de la luz o para la ley de adición de velocidades relativista.

2. INTRODUCCIÓN

2.1. Importancia del tema dentro del contexto de la electrodinámica y mecánica cuántica. A más de un siglo de la aparición ante el mundo científico de la tan debatida teoría especial de la relatividad (*TER*) de Einstein en 1905, de gran influencia en Física y en tratados modernos de filosofía sobre espacio y tiempo, y con su amplia aplicación en fenómenos atómicos de gran precisión, de física nuclear y sobre todo de física de altas energías, sin embargo, existen y han surgido recientemente modelos e interpretaciones alternativas a la *TER*, por lo cual en conferencias especializadas surge la pregunta de cuán bien

los experimentos corroboran la teoría y si existen experimentos que discriminen la *TER* de las teorías alternativas.

La existencia de teorías alternativas a la *TER*, implica que en ésta quedan aun ciertos aspectos e interpretaciones que necesitan ser reconsiderados en forma conclusiva. Por lo tanto, en el intento de complementar y corroborar la validez experimental de la *TER*, es adecuado y es de gran valor volver a considerar algunos experimentos que podrían fortalecer la base experimental de las predicciones y postulados de la *TER*. En particular, consideramos aquellos relacionados con la transformación de los campos electromagnéticos (*em*) y la interpretación de la existencia de corrientes abiertas y ley de inducción de Faraday en su forma diferencial, y con el resultado de la medida de la velocidad de la luz en un medio en movimiento de Fizeau, que de acuerdo al *modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento* no confirma la ley de adición de velocidades de la *TER*.

2.2. Antecedentes. Antes de iniciar con el desarrollo teórico que se sigue mas adelante, es conveniente aclarar que el sistema de unidades que se va a emplear en este trabajo es el sistema internacional de unidades SI (por ejemplo, las unidades del campo eléctrico \mathbf{E} vienen dadas en NC^{-1} , las del campo magnético \mathbf{B} en $NA^{-1}m^{-1}$, las unidades de la densidad de corriente \mathbf{J} en Am^{-2} y las de densidad de carga ρ en Cm^{-3} , las unidades de la velocidad de la luz en ms^{-1} , las de μ_0 en NA^{-2} y las de ϵ_0 en $C^2N^{-1}m^{-2}$ las unidades de diferencia de potencial Φ , fuerza electromotriz *fem* son el $JC^{-1} = Volt$), salvo la excepción, que a partir del *Capítulo 9* se mantiene el sistema de unidades gauss que tradicionalmente se usa para los efectos cuánticos del tipo Aharonov-Bohm. Las letras en negrita simbolizan a cantidades vectoriales.

Los orígenes de la relatividad especial están en la electrodinámica clásica o descansan en el electromagnetismo, teoría que presenta covarianza de sus leyes al ser sometida a las transformaciones de Lorentz.

Las expresiones matemáticas con que se modela y describe los fenómenos electromagnéticos y que unifican la electricidad y el magnetismo con la óptica, son las ecuaciones de Maxwell resumidas en su *Treatise on Electricity and Magnetism* (Tratado sobre electricidad y magnetismo, 1873) que para el vacío son:

$$\begin{aligned}
\nabla \cdot \mathbf{E} &= \rho/\varepsilon_0 \\
\nabla \times \mathbf{B} - \varepsilon_0\mu_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} &= \mu_0 \mathbf{J} \\
\nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 \\
\nabla \cdot \mathbf{B} &= 0
\end{aligned}$$

Estas ecuaciones contienen, además de los campos \mathbf{E} y \mathbf{B} y las fuentes ρ y \mathbf{J} , las constantes ε_0 y μ_0 , características del vacío, relacionadas, a su vez, con la velocidad de la luz c en el vacío, mediante $\varepsilon_0\mu_0c^2 = 1$, donde c juega un rol fundamental en los fenómenos electromagnéticos y relativistas.

Lorentz junto con Poincaré fueron quienes sentaron las bases de la relatividad especial con sus estudios sobre electrodinámica a partir de 1890. Pero Einstein fue quien realizó la generalización decisiva a todos los fenómenos físicos, no limitándola a la electrodinámica, y al insistir sobre las amplias consecuencias del segundo postulado de su teoría.

En las décadas previas a la teoría relativista, la teoría ondulatoria con base en las ecuaciones de Maxwell estableció la correspondencia entre los fenómenos electromagnéticos y la óptica, explicándolos satisfactoriamente. Con la idea empírica de que el movimiento ondulatorio requiere un medio de propagación, en el siglo *XIX* fue natural para los físicos suponer que la luz necesitaba un medio para propagarse.

De acuerdo con los experimentos previos con la luz, se conjeturó que este medio, que se llamó éter, ocupaba todo el espacio, debía de tener densidad despreciable y su interacción con la materia era neutral, su único fin era como medio de transporte de las ondas electromagnéticas.

Para el siglo *XIX* se conocía que las leyes de la mecánica clásica son invariantes bajo las transformaciones galileanas, más no las ecuaciones que gobiernan los fenómenos ondulatorios, incluida la teoría electromagnética de Maxwell. De acuerdo a las transformaciones de Galileo, las ecuaciones de Maxwell tienen expresiones matemáticas diferentes para un sistema de referencia que se traslada uniformemente con respecto al éter, que la que tienen en el mismo marco del éter. Esto trae como consecuencia la predicción de un valor diferente para la velocidad de las ondas electromagnéticas. Esta situación define un marco de referencia especial, el cual es el marco del éter, en donde la velocidad de las ondas electromagnéticas tiene un valor constante y es igual a c .

Es fácil percibir que con la hipótesis del éter se da un carácter especial a los fenómenos electromagnéticos respecto al resto de la física y

existe una distinción entre la mecánica clásica y el electromagnetismo en cuestión de la relatividad galileana para cada uno de ellos.

La particularidad existente en la transformación galileana de la mecánica clásica y la teoría electromagnética condujo a Einstein a buscar principios de relatividad que abarcasen a la mecánica clásica, la electrodinámica y, por tanto, todos los fenómenos naturales, su trabajo lo sintetizó en su famosa *Teoría Especial de la Relatividad*. (*TER*)

La cantidad de controversias relacionadas a la interpretación relativista del electromagnetismo están asociadas a la inaceptabilidad del concepto del éter. Sin embargo, en relación a éste existen argumentos a su favor, entre ellos, están las hipótesis del arrastre del éter de Stokes-Planck, la teoría del éter de Fresnel, la hipótesis de la contracción de Lorentz, el éter de Dirac en el contexto de la mecánica cuántica, las llamadas teorías de emisión o el éter relacionado a la radiación cósmica de fondo.

Con el objetivo de dar validez a la teoría del éter, en el siglo *XIX* se diseñaron diversos experimentos, por citar algunos:

a) El histórico y tradicional experimento de Trouton-Noble realizado a principios del siglo *XX* (*TN*, 1903) [1]: se desarrolló originalmente para corroborar la teoría electromagnética de Maxwell. Cargas (áquelas del capacitador *TN*) moviéndose con respecto al éter forman una corriente (corrientes abiertas) dando origen a un campo magnético. Una carga en movimiento en una de las placas del capacitador *TN* experimentará este campo magnético y una fuerza actuará sobre ésta, resultando en un torque sobre el capacitador. Este torque no fue observado, y se asumió que no hubo movimiento con respecto al éter, es decir, no existe tal éter. Irónicamente, este resultado puede ser interpretado también como una prueba de que las corrientes abiertas no producen campos magnéticos tal como lo predice la *TER*.

b) Fizeau midió la velocidad de la luz en un fluido en movimiento en un experimento de características interferométricas en el año de 1851 [2], sus resultados, sólo podían ser interpretados si se suponía que el éter era arrastrado parcialmente por el fluido en movimiento (teoría de arrastre del éter de Fresnel de 1851), estando relacionada la efectividad del medio para arrastrar el éter con su índice de refracción.

Bajo la teoría de la relatividad especial, el experimento de Fizeau es explicado por medio de la ley de adición relativista de velocidades (consecuencia de la constancia de la velocidad de la luz), cuyo resultado es bastante satisfactorio, pero que presenta un detalle no muy claro y hasta el momento ambiguo, en cuanto a que no discrimina a la velocidad de fase de la onda de luz y a la velocidad de grupo (partícula-fotón).

c) El experimento de Michelson-Morley de 1887 [3]: su finalidad fue observar y medir el movimiento de la Tierra y sus laboratorios respecto al sistema de referencia en el que el éter está en reposo, los resultados obtenidos fueron nulos. La teoría especial de la relatividad tomo este resultado como la verificación experimental de su segundo postulado sobre la invariancia de la velocidad de la luz. Sin embargo, para este crucial experimento el resultado nulo para la teoría del éter podía explicarse mediante la hipótesis de la contracción de Lorentz-FitzGerald (1892) según la cual los objetos que se mueven con una velocidad v a través del éter están contraídos en la dirección del movimiento.

Poincaré y Lorentz (1890) demostraron que las ecuaciones de Maxwell son invariantes bajo las transformaciones de Lorentz y que la contracción se cumplía en electrodinámica. Experimentalmente se conoce que la materia es de naturaleza electromagnética y por lo tanto no es descabellado hacer la conjetura de que la contracción es válida para agregados macroscópicos de átomos y electrones (materia). Lorentz salvó así la hipótesis del éter de la contradicción o controversia con el experimento de Michelson-Morley.

De todo lo expuesto anteriormente es deducible que la cuestión radica, en que los conceptos que sobre el éter se tienen pueden estar errados u obsoletos. Clásicamente, el medio donde se propaga la luz es el éter, y hoy se llama vacío o espacio físico con isotropía. Posiblemente si se redefine un nuevo éter moderno o un adecuado concepto como lo ha sido el vacío de la electrodinámica cuántica, se puedan eliminar las controversias que sobre éste se tienen.

De todas formas, el experimento interferométrico realizado por Michelson y Morley, con resultados nulos para la teoría del éter, produjo un impacto, con una transcendencia que cambio el curso de la historia de la física al comienzo del siglo XX (1905), que sirvió de base experimental para la *TER* y que a la final llevó al abandono de las teorías clásicas del éter. A partir de los resultados nulos obtenidos por Michelson-Morley para detectar el movimiento relativo de la Tierra respecto del marco del éter, Einstein formuló uno de los dos postulados de su teoría de la relatividad especial, en la que se asume la constancia de la velocidad de la luz en el vacío en cualquier sistema de referencia inercial.

Sin embargo, después de cien años de la teoría especial de la relatividad, aun existen aspectos de la misma que necesitan ser confirmados o revalidados experimentalmente, razón en la cual se sustenta este trabajo.

3. OBJETIVOS GENERALES E HIPÓTESIS DE TRABAJO

En este trabajo se realiza una revisión de dos experimentos que han servido de plataforma a la teoría de la relatividad especial. En específico, se consideran algunos aspectos de la interpretación relativista de la electrodinámica clásica, como lo son las corrientes abiertas y su relación con la ley de inducción de Faraday en su forma diferencial. Además, se reconsidera el resultado del experimento de Fizeau, que tradicionalmente se toma como una prueba de la ley de adición de velocidades relativista de la *TER*.

Lo dos experimentos que se consideran en detalle en este trabajo son los siguientes:

3.1. Prueba para la ley de inducción de Faraday para corrientes abiertas: El experimento recíproco de Rowland. La interpretación relativista del electromagnetismo tiene aspectos que tienden a ser de amplia discusión y que no cuentan con una prueba experimental decisiva, como es el caso en donde un sistema cargado estático en reposo en un marco de referencia tiene asociados campos electromagnéticos cuando se le observa desde un marco que se encuentra en traslación uniforme o viceversa. En este caso está implicada la violación de la simultaneidad, consecuencia de la suposición de la invariancia de la velocidad de la luz.

Un experimento conclusivo sobre este aspecto hasta los momentos aun no se ha desarrollado y, como se muestra en esta trabajo, su realización constituye una prueba digna de consideración sobre la existencia de corrientes abiertas y de la ley de inducción de Faraday en su forma diferencial, que a su vez llevaría a la corroboración o no de las transformaciones de los campos electromagnéticos de la teoría de la relatividad [4].

3.2. Experimento de Fizeau de tipo no interferométrico como una prueba crucial de las transformaciones de las velocidades de la TER. La interacción electromagnética (*em*) en los efectos cuánticos no locales de tipo Aharonov-Bohm (*AB*; efecto predicho en 1959, ver apéndice C) y la propagación de la luz en un medio en movimiento (*experimento de Fizeau de 1851*) tienen un origen físico común, tal como lo predice el modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento que establece una relación entre el experimento de Fizeau y el efecto Aharonov-Bohm. Dicho de otra manera las ondas de luz en un medio en movimiento se comportan como las ondas materiales de los efectos *AB* y, de acuerdo al modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento, el flujo del medio

afecta la fase de la onda de la luz, pero no al momento y energía de las partículas (fotones). Si el modelo magnético de propagación de la luz, es correcto, el experimento de Fizeau no corrobora la ley de adición de velocidades relativistas de la *TER*. Este resultado es de suma importancia porque el experimento de Fizeau parece ser el único dedicado a la prueba de la adición relativista de velocidades. Por lo tanto se propone y describe un experimento decisivo de carácter no interferométrico para medir la velocidad de la luz o del fotón en un medio en movimiento [4].

4. SITUACIÓN EN QUE SE ENCUENTRA LA TER Y LAS TEORÍAS ALTERNATIVAS

En este capítulo se realiza una revisión de algunos de los aspectos o experimentos en que se sustenta la *TER* y se muestra el contraste con las interpretaciones de las teorías alternativas. A continuación se presenta un análisis cualitativo de esta situación:

a) Dentro del contexto de las teorías del éter basadas en las denominadas transformaciones de *Tangherlini* (*TT*, 1961) [5], prácticamente todas las pruebas ópticas de la *TER* pueden ser interpretadas igualmente bien usando las *TT* o las transformaciones de *Lorentz* (*TL*, 1890) de la *TER* [6], [7]. Ambas *TT* y *TL* predicen contracción de longitud y dilatación del tiempo, y constituyen un caso especial de una transformación más general [8] de la forma:

$$(1) \quad x' = a(x - vt), \quad y' = by, \quad z' = z, \quad t' = dt - \xi x$$

Las *TL* se obtienen de las Ec.(1) tomando $a = d = \gamma = (1 - \frac{v^2}{c^2})^{-\frac{1}{2}}$, $b = 1$, y $\xi = \frac{v}{c^2}\gamma$, mientras que las *TT* toma $a = d^{-1} = \gamma$, $b = 1$, y $\xi = 0$. De hecho, las transformaciones de las Ec.(1) con $\xi = 0$, denotan las *transformaciones generalizadas de Galileo* [10]. La principal diferencia entre las transformaciones generalizadas de Galileo y las *TL* es que, en las primeras se viola la simultaneidad y en las segundas no. Se puede ver esto en las transformaciones del tiempo de un sistema de referencia *S* a un sistema de referencia *S'* en movimiento, las cuales son respectivamente

$$(2) \quad t'_{TT} = dt, \quad t'_{TL} = \gamma(t - \frac{v}{c^2}x)$$

Por lo tanto, la principal diferencia está relacionada al último término de t'_{TL} , $\gamma\frac{v}{c^2}x$, el cual en la *TER* implica la violación de la simultaneidad de manera de asegurar la invariancia de la velocidad de la luz *c*. Experimentos ópticos que proporcionan un resultado nulo para

la teoría del éter, como el de *Michelson – Morley*, es interpretado por la *TER* como debido a la invariancia de c , y de acuerdo a las teorías del éter basadas en las *TT* ($d = \gamma^{-1}$) como debido a la contracción *Lorentz – Fitzgerald* del brazo del interferómetro en movimiento, o que la velocidad en promedio de la luz de ida y vuelta en cada uno de los brazos del interferómetro es c (*ver apéndice F*). Análogamente, pruebas que involucran dilatación del tiempo, tales como la tasa de decaimiento de mesones μ en movimiento, están igualmente bien interpretada usando las transformaciones del tiempo t'_{TT} y/o t'_{TL} .

Para las teorías basadas en las transformaciones generalizadas de Galileo, la dilatación del tiempo y la contracción de longitud son efectos reales debido al movimiento absoluto con respecto al éter. Para la *TER* estos efectos surgen como una consecuencia de la relatividad del movimiento y la violación de la simultaneidad. Bajo la suposición de la no existencia del éter, donde la invariancia de c requiere la violación de la simultaneidad, el resultado nulo del experimento de *Michelson – Morley* y otros experimentos de tipo óptico sobre la velocidad de la luz en el vacío que confirma la invariancia de c , son corroboraciones indirectas la violación de la simultaneidad. Sin embargo, estos experimentos también pueden ser interpretados bajo el contexto de las teorías del éter del tipo *Stokes – Planck* [9]-[10] que involucra un éter en reposo con los planetas.

Así, resulta que estos experimentos ópticos pueden usarse para apoyar o dar soporte a la *TER* ó a las teorías del éter antes mencionadas y, desde un punto de vista cualitativo, estos experimentos no han de ser considerados decisivos o pruebas cruciales de la *TER*.

b) Las *TL* proporciona una “simetría” espacio-tiempo: x depende de t , y t depende de x . En la interpretación relativista del electromagnetismo, esta simetría es también llamada dualidad y corresponde a la simetría del fenómeno eléctrico y magnético: cuerpos cargados eléctricamente en movimiento producen magnetización, e imanes en movimientos producen electrificación. Tanto la teoría del éter de Maxwell y la *TER* implica que un campo magnético \mathbf{B} puede originarse por cargas en movimiento (corrientes abiertas $\rho\mathbf{u}$) aun cuando éstas no circulen en circuitos cerrados o espiras. En este punto cabe la pregunta *¿Qué tan bien ha sido probada esta dualidad de las ecuaciones de Maxwell?*

La respuesta es que sólo se ha probado cualitativamente como lo indica el resultado del experimento de Rowland [11], donde los circuitos abiertos o corrientes abiertas no han sido verificadas cuantitativamente. Este hecho conduce a buscar una nueva prueba de la ley de inducción de Faraday en su forma diferencial, donde \mathbf{B} se produce por corrientes abiertas $\rho\mathbf{u}$.

Ahora consideremos las transformaciones de la *TER* del cuadripotencial (Φ, \mathbf{A})

$$(3) \quad \Phi' = \gamma\left(\Phi - \frac{v}{c}A_x\right), \quad A_{x'} = \gamma\left(A_x - \frac{v}{c}\Phi\right), \quad A_{y'} = A_y, \quad A_{z'} = A_z$$

En la transformación del potencial escalar Φ , aparece el término $\frac{v}{c}A_x$, que implica de acuerdo a la *TER* que un imán en movimiento aparece con las cargas polarizadas para un observador en reposo con respecto al imán, un efecto que es debido a la violación de la simultaneidad.

La electrodinámica clásica no basada en la *TER* no usaría las TL, sino utilizaría las transformaciones generalizadas de Galileo, así que la simultaneidad no se viola y el término $\frac{v}{c}A_x$ no estaría presente.

Por otro lado, en la transformación del potencial vector \mathbf{A} , aparece el término $\frac{v}{c}\Phi$ que implica que cuerpos cargados electricamente en movimiento (corrientes abiertas ó corrientes de convección) aparecen magnetizados para un observador que se mueve uniformemente con respecto al sistema cargado. De acuerdo a la transformación de los campos *em* de la *TER*, un campo eléctrico estático \mathbf{E} , producido por cargas en el marco en reposo del laboratorio S , es visto como campo eléctrico \mathbf{E}' y campo magnético \mathbf{B}' en un marco S' moviéndose con velocidad \mathbf{v} con respecto a S . Una prueba dedicada a este efecto es *el experimento recíproco de Rowland* que se discute más adelante, sugiere que es necesario discriminar la *TER* de las teorías electrodinámicas alternativas. Además, la covarianza de las ecuaciones de Maxwell para la teoría de la *TER* surge además después de la introducción de la corriente de convección $\rho\mathbf{u}$, la corriente de desplazamiento $\partial\mathbf{E}/\partial t$, y la interpretación de la ley de inducción de Faraday en su forma diferencial. Sin embargo, *la ley de inducción de Faraday* está probada experimentalmente en circuitos cerrados, y no para corrientes abiertas tal como una corriente de convección $\rho\mathbf{u}$. La ley de inducción de Faraday en forma diferencial, viene dada por la ecuación de Maxwell $\nabla \times \mathbf{E} = -\partial_t\mathbf{B}$.

En la prueba habitual de la ley de inducción de Faraday, la variación del flujo magnético es producida por cargas que se mueven en circuitos cerrados. En éstos, las cargas negativas (electrones) se mueven con respecto a los iones de la estructura cristalina del conductor y ésta constituye el marco en reposo. El movimiento de las partículas cargadas en una espira, o circuito cerrado, identifica un sistema de referencia privilegiado: él del conductor en reposo.

c) La nueva prueba crucial para la ley de inducción de Faraday en su forma diferencial y para la *TER*, que se propone y se describe en detalle en el *Capítulo 6*, es la siguiente: un conjunto de cargas eléctricas estáticas en el marco S producen un campo eléctrico \mathbf{E} . Sí una bobina

se mueve con respecto a S , un observador ubicado sobre ésta experimentará un campo \mathbf{B}' que varía en el tiempo en el marco en reposo de la bobina S' de acuerdo a la *TER*. De aquí, una fuerza electromotriz (*fem*) será inducida en la bobina de acuerdo a la ley de inducción de Faraday aplicada en S' . Ahora, la pregunta a tomar en consideración es:

¿ *Puede esta fem inducida ser justificada desde el punto de vista del marco S donde solo hay campo \mathbf{E} ?*

No se conoce las justificaciones teóricas para la fuerza *fem* inducida, sólo la que ofrece la *TER*. Sin embargo, se cree que una prueba de esta *fem* es decisiva, porque es capaz de demostrar si las corrientes abiertas (las cargas se ven moviéndose en el marco S') producen o no campos magnéticos y la inducción magnética relacionada, como está implicado por la *TER*.

d) Es revisado el experimento desarrollado por Fizeau en 1851, éste corrobora en una buena aproximación la teoría del éter de Fresnel. El experimento está basado en una técnica interferométrica y en una comparación con técnicas similares usadas para los efectos cuánticos del tipo Aharonov-Bohm, mediante el modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento, indica, que en el experimento de Fizeau, la velocidad medida es la de la fase de la onda de luz más no la velocidad de la partícula (fotón) [12]. Así, de esta manera, se perfila una prueba o experimento crucial para la *TER* en el *Capítulo 13*.

5. ¿POR QUÉ CONSIDERAR EL EXPERIMENTO RECÍPROCO DE ROWLAND?

El resultado del experimento de Rowland de 1878 [12] parece indicar que cargas aisladas en movimiento producen un campo magnético. Rowland usó un disco cargado, y lo hizo girar sobre su eje de simetría como se muestra en la *Fig.1*. Localizando una aguja imantada próxima al capacitor rotatorio, Rowland observó cualitativamente una pequeña desviación de la aguja que él atribuyó a el efecto del campo magnético \mathbf{B} producido por las cargas del capacitor en su movimiento circular, probando en cierta forma la predicción dada en la teoría electromagnética de Maxwell o en la interpretación relativista de la electrodinámica, que implican que un campo magnético \mathbf{B} puede originarse por cargas en movimiento aun cuando éstas no circulan en circuitos cerrados.

Algunas de las objeciones que se presentan al experimento de Rowland son las siguientes:

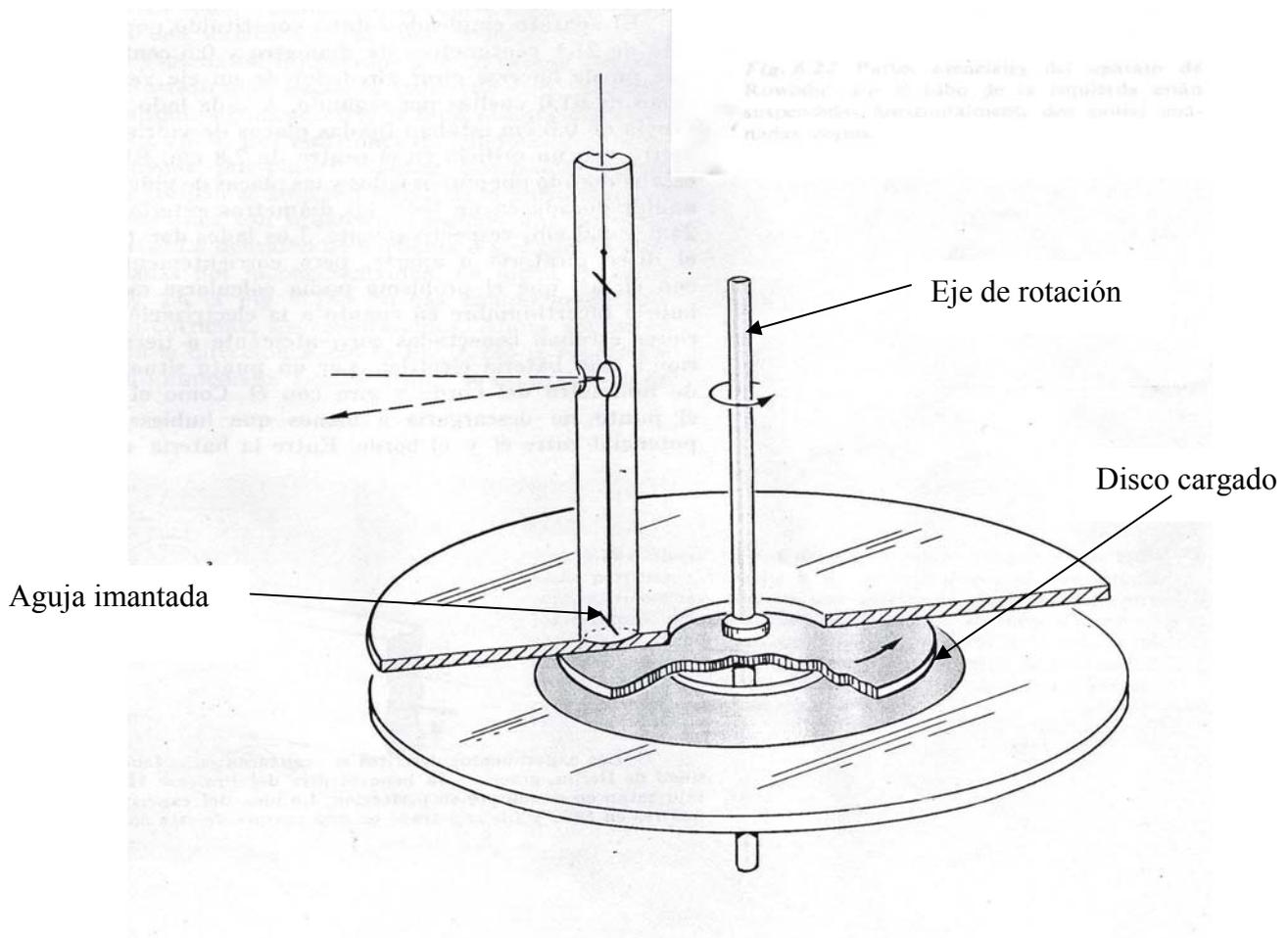


Figura 1. Partes esenciales y esquema del aparato de Rowland de 1878 como prueba de la teoría de Maxwell del campo electromagnético: toda carga móvil debe originar un campo magnético. El aparato está constituido por uno o dos discos cargados (capacitador de placas paralelas circulares) que se hacen girar alrededor de un eje vertical. En el tubo de la izquierda están suspendidas horizontalmente dos agujas imantadas cortas. La desviación de la aguja es una prueba del efecto del campo magnético producido por las cargas del capacitador en su movimiento circular.

El campo magnético que debía de detectar era del orden de 10^{-5} del valor del campo magnético terrestre, que para el siglo XIX, fecha en que se realizó dicho experimento, no existía instrumentos tan sensibles para medir una magnitud tan pequeña del campo magnético del disco giratorio, por lo tanto el resultado del Rowland se toma como cualitativo mas que cuantitativo para la teoría electromagnética de Maxwell y/o para la *TER*.

Cuando se analiza el experimento de Rowland dentro del contexto de la teoría del éter de Stokes-Planck, se encuentra que la Tierra es un marco privilegiado local, donde el éter está en reposo [10], en este caso las cargas del capacitador se mueven con respecto al éter, y de acuerdo a la interpretación de Maxwell, ellas producen un campo magnético. El experimento de Rowland parece probar este hecho, pero no se prueba el efecto recíproco, que si una carga está fija, un observador que se mueve con respecto a ella experimenta un campo magnético, debido al movimiento relativo, tal como lo predice la *TER* (en el experimento original de Rowland, las cargas se mueven con respecto al observador-aguja, y ésta experimenta la inducción magnética debido a las cargas en movimiento, de allí la desviación observada por Rowland). De aquí se observa el por qué considerar el experimento recíproco de Rowland.

Por otro lado, se podría conjeturar que en el experimento de Rowland, como las cargas están restringidas al capacitador en movimiento circular, de alguna manera un marco privilegiado para este movimiento está establecido, como en el caso de las cargas en movimiento en un circuito cerrado de un conductor. Idealmente, el capacitador debería desplazarse con un movimiento uniforme, como se muestra en la *Fig.2*.

En resumen, no existe evidencia experimental conclusiva de que una carga en movimiento uniforme produzca un campo magnético o que una carga estacionaria produzca magnetización para un observador en movimiento. Finalmente, el experimento histórico del tipo Rowland proporciona solamente un resultado cualitativo y no corroboran la dependencia funcional del campo magnético \mathbf{B} sobre \mathbf{v} y \mathbf{E} . En vista de todos estos argumentos, el experimento de Rowland sobre el campo magnético producido por cargas en movimiento, necesita ser corroborado.

6. EL EXPERIMENTO RECÍPROCO DE ROWLAND

En este capítulo se plantea el problema de si la ley de Faraday es una ley integral o más bien local, como lo interpreta la *TER*. Para comprobar la localidad, se realiza el análisis de la prueba de la ley de

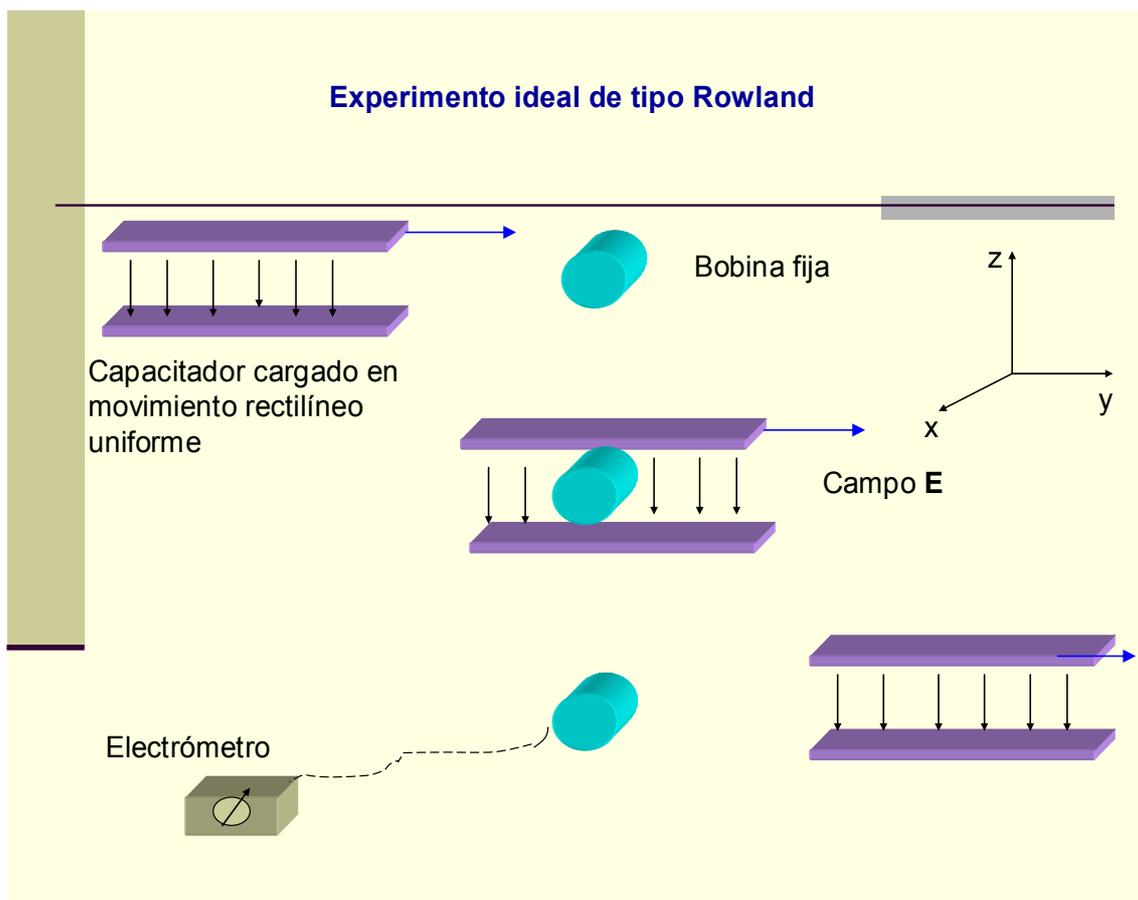


Figura 2. Experimento ideal del tipo de Rowland con un capacitor en movimiento uniforme en la dirección x positiva. En la figura se muestra la secuencia seguida por el capacitor antes, durante y después de atravesar la bobina. Cuando la bobina se encuentra localizada entre las placas paralelas, la magnetización, eventualmente producida por las cargas en movimiento relativo con respecto a la bobina, evidenciaría la existencia de corrientes abiertas o de convección. La fem inducida en la bobina puede ser detectada por un electrómetro sensible.

inducción de Faraday para corrientes abiertas, mediante el estudio de una bobina que se mueve con respecto a un capacitor cargado.

Se considera una distribución de cargas en reposo en el marco S , la cual produce un campo eléctrico \mathbf{E} . Para nuestro objetivo es conveniente considerar un capacitor cargado de placas paralelas con una diferencia de potencial de V aplicadas a las placas separadas una distancia d , como se muestra en la *Fig. 3*.

Una bobina que se mueve con velocidad \mathbf{v} , se hace pasar a través del capacitor. De acuerdo a la *TER*, en el marco en reposo de la bobina, el movimiento relativo de la distribución de carga produce un campo magnético $\mathbf{B}' \simeq \mathbf{v} \times \mathbf{E}/c^2$.

La ley de inducción de Faraday en el marco de la bobina en movimiento es

$$(4) \quad fem = \oint \mathbf{E}_{ef} \cdot d\mathbf{x} = -\frac{d}{dt} \int_S \mathbf{B}' \cdot d\mathbf{a}$$

la Ec.(4) implica que una fuerza electromotriz (fem) es inducida en la bobina mientras esta pasa a través del capacitor y el campo magnético \mathbf{B}' varía de cero a su valor máximo.

¿Por qué se debe de dudar de que esta fem es inducida en la bobina?

El punto es que los campos magnéticos son generalmente producidos por corrientes que circulan en circuitos cerrados o espiras. En el marco en reposo de un circuito conductor, los electrones se mueven con respecto a los iones del conductor. El movimiento relativo de los electrones con respecto a los iones forma una corriente que genera un campo magnético. En su movimiento, los electrones están confinados a seguir trayectorias cerradas dentro de las fronteras del conductor, de esta manera, un circuito cerrado o una espira define un marco de referencia privilegiado. Por otro lado, no existen experimentos que muestren que una carga aislada en movimiento uniforme (corrientes abiertas) es equivalente a una corriente de conducción que produzca un campo magnético. Así, la ley de la Ec.(4) no ha sido probada para el caso de una distribución de cargas aisladas que se mueven con respecto a una bobina.

Ahora bien, partir de ahora, se sigue con la evaluación de fem de la Ec.(4) con el fin de comprobar que esta prueba, es realizable con la tecnología actual.

La máxima variación del flujo inducido en la bobina es

$$(5) \quad \Delta\Phi = \int_S \mathbf{B}' \cdot d\mathbf{a} = \frac{\mathbf{v}}{c^2} \mathbf{E}S = \frac{\mathbf{v}V}{c^2d} S$$

donde \mathbf{v} es la velocidad de la bobina, S es la superficie de la bobina atravesada por el flujo magnético, c es la velocidad de la luz, d es la

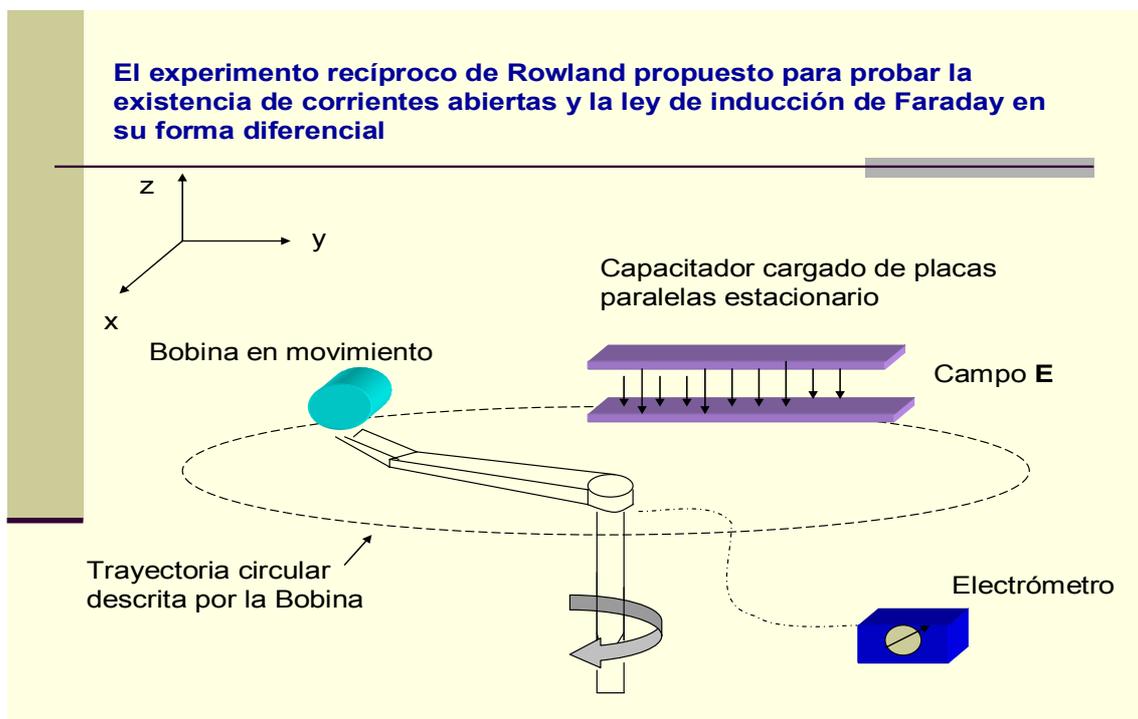


Figura 3. El experimento recíproco de Rowland propuesto para probar la existencia de corrientes abiertas y la ley de inducción de Faraday en su forma diferencial. Una bobina fija en el extremo de un brazo mecánico que rota en el plano xy , se mueve con velocidad tangencial v medida en el marco del laboratorio. Un capacitor estacionario está localizado de tal modo que, cuando la bobina pasa, ésta se encuentra localizada entre las placas paralelas. Si se produce eventualmente una magnetización en la bobina por causa de las cargas en movimiento relativo con respecto a ésta, entonces se tendría evidencia de la existencia de corrientes abiertas o de convección. La fem inducida en la bobina según la TER por las corrientes abiertas puede ser detectada por un electrómetro sensible.

distancia de separación de las placas y V es la diferencia de potencial aplicada a éstas.

El tiempo que toma la bobina para entrar y alcanzar el centro del capacitor de longitud \mathcal{L} es

$$(6) \quad \Delta t = \frac{\mathcal{L}}{2v}$$

Para detectar la *fem* se propone un arreglo experimental como el se muestra en la *Fig.3*.

Un capacitor de placas paralelas estacionario está interpuesto en una sección del contorno de una circunferencia. Una bobina se encuentra en el extremo de un brazo mecánico (el otro extremo del brazo está fijo en el centro de la circunferencia).

La bobina se mueve a través del capacitor describiendo un movimiento circular a la velocidad $v = \omega R$, que es tangencial al movimiento y es medida en el marco de referencia del laboratorio. La bobina está dispuesta de tal modo que, cuando atraviesa el capacitor se encuentra localizada dentro de sus placas. La bobina está conectada eléctricamente al eje fijo de rotación (el eje fijo de rotación se encuentra en el centro de la circunferencia y es perpendicular al plano de ésta) por un contacto deslizante y éste cierra el circuito en un electrómetro. De acuerdo a la teoría de la relatividad, si el capacitor está cargado y el campo eléctrico entre las placas es \mathbf{E} , la bobina experimenta una inducción de campo \mathbf{B} , variable en el tiempo. La magnetización experimentada es la evidencia de las corrientes de convección o corrientes abiertas. La fuerza electromotriz inducida en la bobina puede ser detectada por un electrómetro sensible. Para mejorar la sensibilidad de la prueba, un dispositivo superconductor, de tipo SQUID, siguiendo el procedimiento experimental descrito en el *Capítulo 7*, podría ser utilizado. Entonces, la dependencia funcional de \mathbf{B} sobre \mathbf{v} y \mathbf{E} puede ser probada.

Para disminuir el ruido electrónico que surge de los contactos deslizantes, la velocidad en el centro debe de minimizarse con respecto a la velocidad tangencial, escogiendo R tan grande como sea posible. Se sugiere $R = 50\text{cm}$ y $\omega = 50\text{rev/s}$ para este experimento. El área de la bobina vinculada al campo magnético puede tomarse como $S \simeq 0,5\mathcal{L}^2$, es decir, un medio del área del capacitor con $\mathcal{L} = 5\text{cm}$. Se sigue que, con $V = 10^5$ voltios y $d = 1\text{cm}$, la máxima *fem* inducida en la bobina es

$$(7) \quad fem = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = 2\frac{v^2}{c^2} \frac{VS}{d\mathcal{L}} \simeq 10^{-9}\text{volt}$$

Electrómetros modernos tienen sensibilidades de aproximadamente 10^{-12} volt . Por lo tanto, el resultado de la Ec.(7) puede ser medible con un electrómetro altamente sensitivo.

En la bobina que se mueve en un movimiento circular en la presencia del campo magnético de la Tierra \mathbf{B}_T , habrá una fuerza fem inducida por \mathbf{B}_T . Como una manera de librarse de este efecto que enmascara el que se está buscando para medir, el aparato debe ser hermético al campo \mathbf{B}_T . De este modo la intensidad de \mathbf{B}_T dentro del escudo protector será reducida fuertemente. Otra manera es registrar la emf inducida por \mathbf{B}_T en un osciloscopio cuando $\mathbf{E} = 0$, y entonces sustraer ésta de la salida del osciloscopio para cuando $\mathbf{E} \neq 0$. De esta manera sólo se busca el efecto de \mathbf{E} que aparecerá en la salida.

7. PRUEBA ALTERNATIVA PARA LA LEY DE INDUCCIÓN DE FARADAY PARA CORRIENTES ABIERTAS

Es posible considerar un montaje experimental diferente y alternativo que el dado en el *Capítulo 6*. Se propone entonces un arreglo de tal forma que el equipo experimental esté a baja temperatura y la señal-repuesta se acopla fuera de él, por el transformador de un superconductor. La ventaja que este método ofrece es bajo nivel de ruido, intrínseco en este tipo de dispositivo-superconductor, de esta manera el resultado que se busca es mucho mejor.¹

Las desventajas de este método quedan en el costo considerable de la tecnología involucrada, como es el sistema rociador superconductor, bombas y cámara de alto-vacío, etc. (y las dificultades inevitables asociadas al diseño y funcionamiento del complejo de partes móviles que han de funcionar confiablemente a la temperatura de 4 K) debido al gran gasto asociado con el hardware del superconductor, solo se menciona como una posibilidad tecnológica y no para trabajar directamente con él. El mejor sistema de registro de señal sería uno que detecte el voltaje como una función del tiempo, pero debe de estar sincronizado con respecto a una señal de referencia (por ejemplo, un voltaje patrón sujeto a la velocidad de rotación de la rueda, en la que el condensador está fijo). De esta manera, el cambio en la corriente en la bobina tiene lugar precisamente en el momento en que el observador ve un cambio en el voltaje. Ésta es una manera de diferenciar, en contraste, el ruido de

¹La técnica es similar a la aplicada en los detectores de onda gravitacional del tipo barra-Weber, en que la masa de la antena está a temperatura de helio líquido y los movimientos de éste en respuesta a las oscilaciones de los cuadrupolos inducidos por la onda gravitatoria son percibidos por un sofisticado magnetómetro SQUID (superconducting quantum interference device).

fondo. En tal caso, se puede, además, auxiliar al sistema aumentando el número de vueltas. Es verdad que esto aumenta la resistencia, pero, es esta la razón, del por qué se sugiere una bobina superconductor. Sin la resistencia debido a la superconductividad, se puede emplear un amplio número de vueltas, por decir, 10^4 . En este caso la fem a ser medida es mucho mayor: $fem \simeq 10^{-5}V$ y, como la resistencia es muy baja (idealmente, debería ser cero), se tiene una corriente de salida relativamente alta. Este método aumenta la sensibilidad de este experimento, por un factor que se estima de manera aproximada 10^4 veces que el estimado por Pender. Así, con esta técnica, se puede realizar medidas cuantitativas del campo \mathbf{B} como una función de \mathbf{v} y \mathbf{E} . Por su puesto, como ya se mencionó, el método anterior descrito es impracticable por lo costoso. Así que, en cambio se sugiere una manera de realizar éste menos costosa, consiste en llevar a cabo experimentos empíricos simples con bobinas sensor a la temperatura ambiente, pero teniendo números diferentes de vueltas. Al aumentar las vueltas, incrementa el voltaje, pero disminuye la intensidad de la corriente. Habrá probablemente algún punto óptimo en la curva de voltaje contra corriente, que dictará el mejor punto de operación para el cual trabajar. El uso de un amplificador cerrado, para el voltaje que se mide en este experimento, permitiría maniobrar y modular la sincronización del método de detección. Debido a los adelantos en la electrónica, y la disponibilidad de electrómetros modernos con alta sensibilidad, se estima que, incluso sin los sensores del superconductor, este método, podría permitir el detectar señales del orden de 10^2 veces más pequeño que aquellas de Crémieu y Pender.

8. LA FASE DE ONDA DE LA LUZ Y LA VELOCIDAD DEL FOTÓN EN EL EXPERIMENTO DE FIZEAU

En este capítulo y en los que se presentan mas adelante se pretende relacionar el experimento interferométrico de Fizeau de 1851, con los efectos cuánticos del tipo Aharonov-Bohm (AB), en lo que es conocido como el modelo magnético de la propagación de la luz en un medio en movimiento que se representa gráficamente en la *Fig. 4*, y a partir de allí sentar las bases para una prueba crucial de la teoría especial de la relatividad.

Cuando se realizó el experimento de Fizeau se habían desarrollado unas cuantas teorías sobre el modelo de propagación de las ondas de luz en el supuesto éter en términos de sus propiedades mecánicas y elásticas. En 1828 Poisson desarrolló una teoría sobre la propagación de la

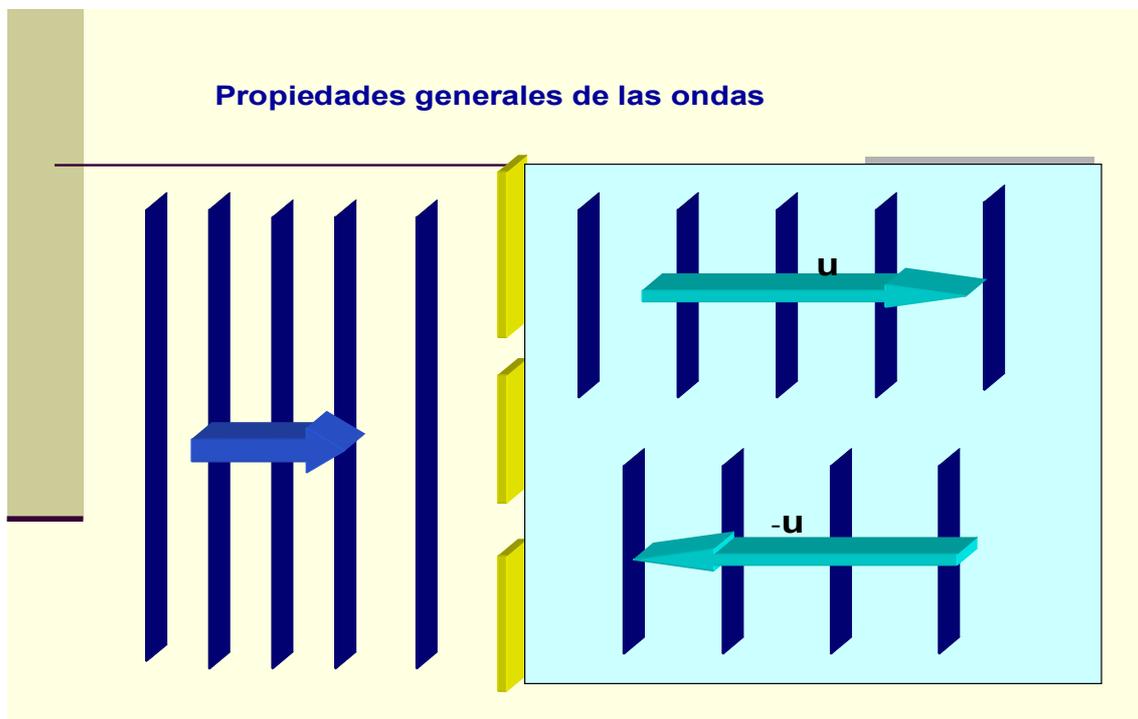


Figura 4. Propiedades generales de las ondas. Sí las ondas planas interfieren y se propagan en un medio en movimiento, adquieren una fase proporcional a la velocidad del fluido $u(x)$. En el experimento de Fizeau, se tiene ondas de luz en un flujo de agua. En el efecto Aharonov-Bohm, las ondas materiales (electrones) se propagan en la presencia del potencial vector $A(x)$ que actúa como un fluido en movimiento em.

luz en un sólido elástico, demostrando que las componentes transversales (campo eléctrico y campo magnético) de la luz se propagan en éste, mientras su velocidad depende del módulo de rigidez, espesor y densidad del sólido.

En el transcurso del tiempo se introdujeron modificaciones de la teoría del éter, tales como las de Cauchy, Lord Kelvin, Green, y McCullag, De acuerdo a este último, se hizo posible interpretar el amplio rango de fenómenos ópticos con ecuaciones matemáticas similares a las ecuaciones de Maxwell.

Experimentos de primer orden en v/c arrojaron resultados nulos en el intento de poder detectar el movimiento de la Tierra a través del éter, y algunos de éstos se interpretaron utilizando el coeficiente de arrastre de Fresnel [13]. Además éste se usó en la interpretación del experimento de Fizeau para la velocidad de la luz en el agua en movimiento. Fue común en el tiempo de Fizeau la hipótesis del arrastre de la luz por el éter.

Posteriormente al experimento de resultados nulos de Michelson-Morley, Stokes y Planck desarrollaron una teoría que explica estos resultados bajo la suposición de que el éter es arrastrado por los planetas en su movimiento, semejante a como la Tierra lo hace con su atmósfera.

La teoría del éter de Fresnel aplicada al experimento de Fizeau, sugiere que si el agua arrastra consigo el éter, la velocidad observada para la luz en el medio en movimiento será igual a la suma galileana de la velocidad de la luz en el agua estacionaria (c/n) y de una fracción de la velocidad del flujo de agua u , donde es el coeficiente de arrastre de Fresnel $= 1 - 1/n^2$, y n es el índice de refracción del agua. Según Fresnel, la velocidad de la luz en la dirección del fluido en movimiento viene dada por:

$$(8) \quad v_{\varphi} = \frac{c}{n} + u = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) u$$

resultado corroborado por Fizeau [2].

La velocidad v_{φ} Ec.(8) medida por Fizeau corresponde a la velocidad de fase de la onda de luz en el fluido y no a la velocidad del fotón como comúnmente se ha aceptado y como también lo ha interpretado la teoría especial de la relatividad sin haber examinado a fondo el experimento de Fizeau, cuyas características son netamente interferométricas.

La relación entre la propagación de la luz en un medio en movimiento y las ondas materiales cargadas ya ha sido considerada por Cook, Feran, y Milonni [14] quienes sugieren que la propagación de la luz en un fluido es análogo al efecto AB para ondas de partículas cargadas (electrones) que encierran un flujo magnético [15]. En éste y en otros

efectos del tipo AB [16], [17] las ondas materiales se propagan en un flujo electromagnético (em) originado por el potencial vector externo del solenoide que actúa como un medio en movimiento [17] y modifica la velocidad de fase, las ondas son arrastradas por el flujo em , pero las partículas materiales, en tanto a su trayectoria y velocidad no están modificadas por el flujo em .

Más recientemente el modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento ha sido considerado por Leonhardt y Piwnicki (LP) [18].

De acuerdo a la analogía del modelo magnético de la propagación de la luz y los efectos del tipo AB, ambas ondas de materia y de luz están descritas bajo el mismo formalismo y las mismas ecuaciones de movimiento, cuestión que sugiere que la naturaleza que encierra dichos fenómenos ha de ser similares. Se ha demostrado en la referencia [19] que el momento de interacción electromagnética en el efecto AB y el modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento tienen el mismo origen físico.

El punto de confluencia de todas estas ideas, radica en dos aspectos fundamentales: la velocidad de fase de la materia y de la luz (electrones y fotones) se ven afectados por el flujo \mathbf{u} , mientras que el momento y la velocidad de la partícula no son alterados. Es preciso recordar que, en la interpretación de la relatividad especial, tanto la velocidad de fase de la onda como la velocidad del fotón se han supuesto las mismas, sin hacer ninguna discriminación en el análisis del resultado obtenido por Fizeau.

Entonces es palpable que aunque la velocidad de fase de la luz propagándose en un medio en movimiento es afectada por el flujo y está de acuerdo con el resultado dado por la ley de adición de velocidades de la relatividad especial, sin embargo, según el modelo magnético de la luz, el momento y la velocidad de la partícula no son alterados por el flujo y no hay acuerdo con la relatividad, hecho que no ha sido considerado hasta ahora en la literatura científica.

Todo este contraste teórico es de particular interés investigarlo, y posiblemente confirmarlo o refutarlo, y para ello se propone un nuevo test sobre velocidad de fotones, que se presentará en el *Capítulo 13*.

9. ECUACIONES DE ONDA PARA LA MATERIA Y LA LUZ

En este capítulo se presenta la metodología sobre las técnicas y procedimientos empleados para llegar a la relación entre el efecto cuántico AB y el resultado del experimento interferométrico de Fizeau.

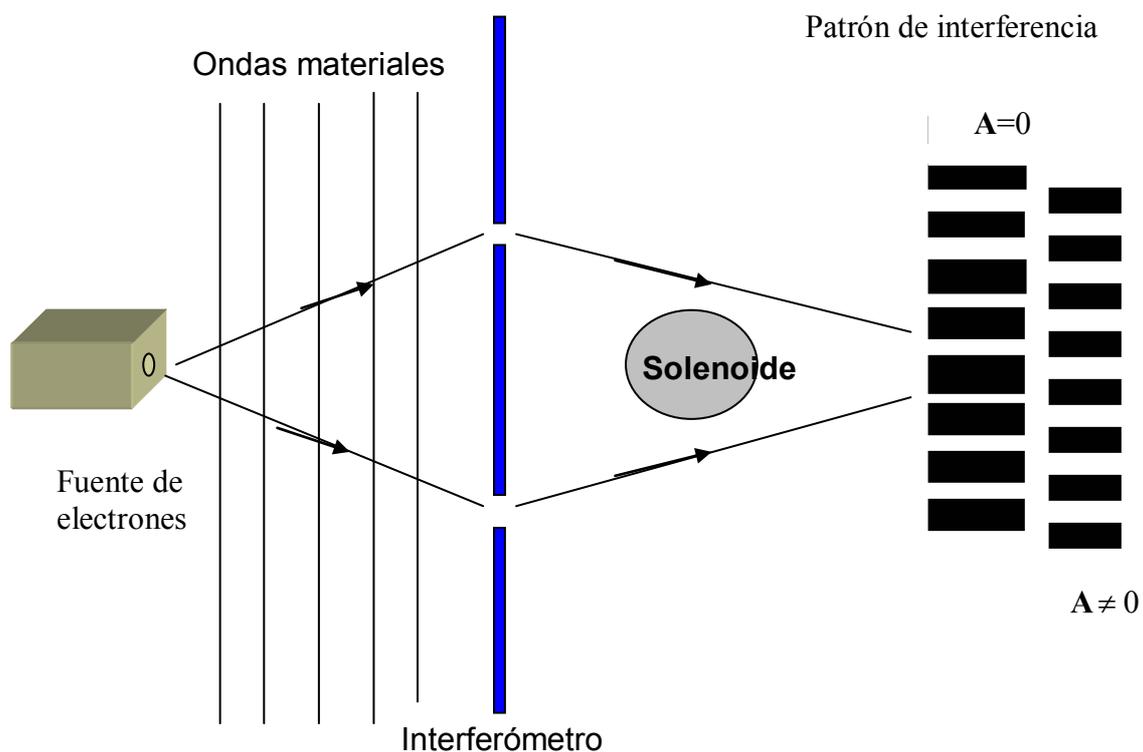


Figura 5. Esquema básico experimental para observar el efecto Aharonov-Bohm. La fuente emite un haz de electrones (ondas materiales) que interfieren y que viajan en una región del espacio que es afectada por el potencial vector externo $\mathbf{A}(\mathbf{x})$ de un solenoide por donde el cual circula una corriente. El efecto AB se hace visible por el corrimiento del patrón de interferencia que se produce cuando por el solenoide no circula corriente, $\mathbf{A}=0$, y se pasa a la activación de la misma en éste, $\mathbf{A} \neq 0$. La variación de fase de la onda está estrechamente relacionada con $\mathbf{A}(\mathbf{x})$.

9.1. Ecuación de Schrödinger para las ondas materiales del efecto Aharonov-Bohm. El efecto cuántico del tipo Aharonov-Bohm como el que se muestra en la *Fig. 5*, tiene la característica de que el momento de la partícula $\mathbf{p} = m \mathbf{v}$ y la energía $E = \frac{1}{2}mv^2$ se conservan (no existen fuerzas actuando sobre las partículas). La ecuación de Schrödinger para los efectos del tipo AB viene dada por

$$(9) \quad \frac{1}{2m}(-i\nabla - \mathbf{Q})^2\Psi = E\Psi$$

y su solución es

$$(10) \quad \Psi = e^{i\varphi}\Psi_o = e^{i\int \mathbf{Q}\cdot d\mathbf{x}}\Psi_o = \alpha e^{i\int \mathbf{Q}\cdot d\mathbf{x}}e^{i(\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}-Et)}$$

donde $\Psi_o = \alpha e^{i(\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}-Et)}$ es solución a la ecuación de Schrödinger para $\mathbf{Q} = 0$, con α una constante y $E = \frac{1}{2m}p^2$

El momento de interacción en $\mathbf{Q}(\mathbf{x})$ está directamente relacionado al momento lineal de la interacción de los campos em según la referencia [19] en la forma $\mathbf{Q} = \pm\mathbf{P}_e(\mathbf{x}) \sim \int d^3x(\mathbf{E} \times \mathbf{B})$.

Si $\mathbf{Q} = \pm\mathbf{P}_e$, esta cantidad describe o representa un fluido en movimiento o flujo \mathbf{u} , sobre el cual las partículas u ondas materiales se propagan.

Con $\mathbf{Q} = \frac{e}{c}\mathbf{A}$ (para el efecto AB) se obtiene la ecuación de Schrödinger para ondas materiales cargadas en un campo magnético [20], donde el potencial vector actúa como el flujo \mathbf{u} .

Para partículas que poseen momento dipolar magnético m y que se mueven en presencia de un campo eléctrico \mathbf{E} , se tiene que $\mathbf{Q} = \frac{1}{c}\mathbf{m} \times \mathbf{E}$ [16], mientras que para un dipolo eléctrico d en las inmediaciones de un campo magnético \mathbf{B} , se tiene que $\mathbf{Q} = \frac{1}{c}(\mathbf{d} \cdot \nabla)\mathbf{A}$ [17] donde \mathbf{A} es el potencial vector.

Para encontrar una analogía entre las ecuaciones para ondas materiales y las ondas de luz, es conveniente escribir la ecuación de Schrödinger Ec.(9) como sigue (= 1)

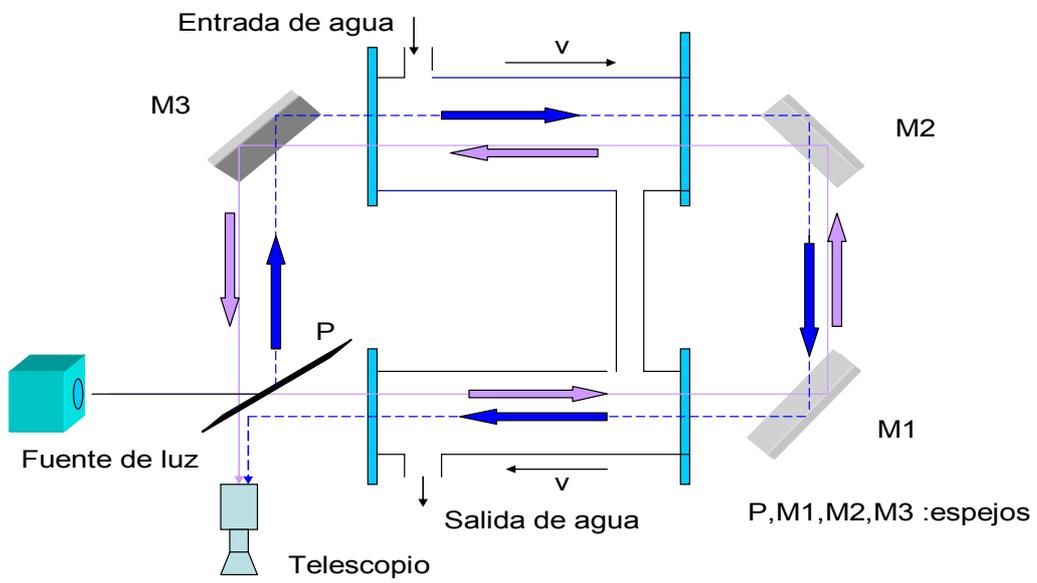
$$(11) \quad -(i\nabla - \mathbf{Q})^2\Psi = p^2\Psi$$

Se muestra más adelante que, con $p = k$ (donde k es el vector de onda), la Ec. (11) representa también la ecuación de onda de luz, donde \mathbf{Q} es el momento de interacción em . (se debe recordar de la mecánica cuántica la siguiente relación $k = 1/\lambda = p/\hbar$ como consecuencia de los postulados de De Broglie).

9.2. La ecuación de onda de luz en un medio en movimiento.

Se considera la ecuación de onda de luz en un medio en movimiento lento para el experimento de fizeau de 1851 (la *Fig. 6* muestra un esquema básico del experimento de Fizeau) bajo el contexto de la relatividad

Diagrama Esquemático del aparato de Fizeau



Esquema original del experimento de Fizeau

Medio o fluido en movimiento con velocidad $u(x)$ en el tubo.

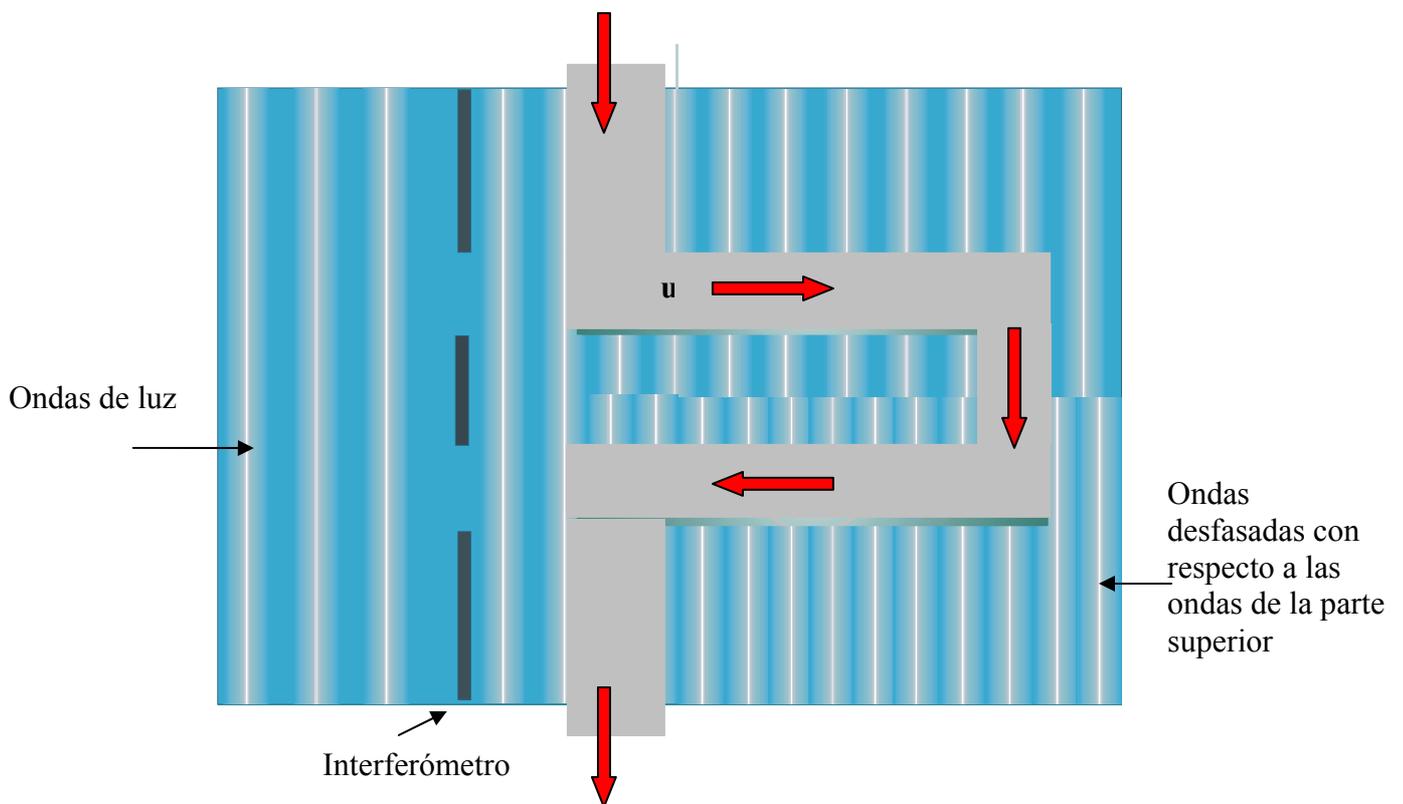


Figura 6. Esquema representativo del experimento de Fizeau de 1851. Un frente de ondas de luz llega al interferómetro, al salir de éste, se presenta un cambio de fase de la onda original cuando la luz viaja en el sentido del movimiento del fluido respecto a la dirección opuesta del movimiento del mismo.

especial. En lo que sigue se desarrollará las ecuaciones hasta potencias de primer orden u/c y se despreciará todas las potencias superiores.

La ecuación de onda escrita en el marco de referencia en co-móvil con el fluido viene dada por

$$\left[\nabla'^2 - \left(\frac{n}{c} \right)^2 \partial_t'^2 \right] \Psi = 0$$

y en el marco del laboratorio, es dada por

$$(12) \quad \left[\nabla^2 - 2 \left(\frac{n^2 - 1}{c^2} \right) \mathbf{u} \cdot \nabla \partial_t - \left(\frac{n}{c} \right)^2 \partial_t^2 \right] \Psi = 0$$

donde n y u son el índice de refracción y la velocidad del fluido respectivamente. La solución de la Ec.(12) es :

$$(13) \quad \begin{aligned} \Psi &= e^{i\varphi} \Psi_o = e^{i \int \mathbf{Q} \cdot d\mathbf{x}} \Psi_o = e^{i \int \left(-\frac{n^2-1}{c^2} \right) \omega \mathbf{u} \cdot d\mathbf{x}} \Psi_o \\ \Psi &= \alpha e^{i \int \left(-\frac{n^2-1}{c^2} \right) \omega \mathbf{u} \cdot d\mathbf{x}} e^{i \int (\mathbf{k} \cdot d\mathbf{x} - \omega dt)} \end{aligned}$$

donde Ψ_o es solución de la ecuación $\left[\nabla^2 - \left(\frac{n}{c} \right)^2 \partial_t^2 \right] \Psi = 0$ para cuando el fluido está en estado estacionario, $\mathbf{u} = 0$.

Aquí se toma la solución (13) para el modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento de acuerdo a [14].

Ahora bien, sí por un lado utilizamos el siguiente cambio $E \leftrightarrow i\partial_t$ (uno de los postulados de la ecuación de Schrödinger) se observa que $E\Psi = i\partial_t\Psi$ ó bien $-iE\Psi = \partial_t\Psi \Leftrightarrow \partial_t\Psi = -i\omega\Psi$ y es claro que $\partial_t^2\Psi = -\omega^2\Psi$, sustituyendo estas relaciones en la ecuación de onda (12), ésta se puede escribir como:

$$(14) \quad \left[\nabla^2 + 2i \left(\frac{n^2 - 1}{c^2} \right) \omega \mathbf{u} \cdot \nabla + \left(\frac{n\omega}{c} \right)^2 \right] \Psi = 0$$

La Ec.(14) puede ser nuevamente escrita como sigue

$$(15) \quad \left[-i\nabla + \left(\frac{n^2 - 1}{c^2} \right) \omega \mathbf{u} \right]^2 \Psi = \left(\frac{n\omega}{c} \right)^2 \Psi$$

que al ser expandida hasta los términos de primer orden de u/c es idéntica a la Ec.(14).

Sí por el otro lado en la ecuación (11) la cantidad p se le asocia un vector de onda k , $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{k}$, se tiene que $p = n\omega/c$ (k y ω están relacionadas de la siguiente forma $k = \sqrt{\mu\xi}\omega$, y $(\mu\xi)^{-\frac{1}{2}} = c/n$, de allí que $k = n\omega/c$) entonces la Ec.(11) toma la forma

$$[-i\nabla + \mathbf{Q}]^2 \Psi = \left(\frac{n\omega}{c} \right)^2 \Psi$$

esta nueva forma de la Ec.(11) al ser contrastada con la Ec.(15) se observa que

$$(16) \quad \mathbf{Q} = - \left(\frac{n^2 - 1}{c^2} \right) \omega \mathbf{u}$$

donde la expresión (16) recibe el nombre de momento Fresnel-Fizeau, en honor a las predicciones de Fresnel y el experimento de Fizeau.

Por lo tanto, la ecuación de onda general para la luz en un medio en movimiento, Ec.(12) o Ec.(14), toma la forma de la Ec.(11) o Ec.(15) respectivamente, que sustentan la idea del modelo magnético de la propagación de la luz en un medio en lento movimiento.

La velocidad de onda (8) aparece en forma natural en la ecuación de onda de luz en un medio en movimiento Ec.(12), utilizando la relación $\nabla \Psi = -\frac{\mathbf{k}}{\omega} \partial_t \Psi$ y $-i\omega \Psi = \partial_t \Psi$, de este modo la Ec.(12) se escribe como (ver apéndice E):

$$(17) \quad \left[\nabla^2 - \frac{n^2}{c^2} \left(1 - 2 \frac{n^2 - 1}{nc} \mathbf{u} \cdot \mathbf{k}_u \right) \partial_t^2 \right] \Psi = \left[\nabla^2 - \frac{1}{v_\varphi^2} \partial_t^2 \right] \Psi = 0$$

que representa una onda que viaja con velocidad v_φ .

Es notorio que $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{k}$ no representa una equivalencia física palpable entre las partículas materiales y la luz. Se ha introducido con la finalidad de mostrar que las ondas materiales y la de luz pueden ser descrita bajo una ecuación de onda que tiene la misma forma. Empero, aunque la ecuación de onda es la misma, de acuerdo a los autores del modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento [14], y como se discute más adelante, el hamiltoniano H_φ para onda de luz es diferente a el hamiltoniano H_{AB} para los efectos del tipo AB ($H_\varphi \neq H_{AB}$). Para el caso que se está tratando, la luz en un medio en movimiento, en unidades de $= 1$, \mathbf{k} representa el momento del fotón y ω su energía.

Como nota adicional la Ec.(17) ó la Ec.(12) pueden ser derivadas sin recurrir a la *TER*, considerando sólo la polarización producida por el campo efectivo en el medio en movimiento de acuerdo a [21].

10. MOMENTO DE INTERACCIÓN ELECTROMAGNÉTICA

La propiedad general de la ecuación $(-i\nabla - \mathbf{Q})^2 \Psi = p^2 \Psi$ que describe tanto a ondas materiales como a ondas de luz, puede ser corroborada si se demuestra que el momento Fresnel-Fizeau \mathbf{Q} de la Ec.(16) corresponde a la variación del momento de interacción electromagnética \mathbf{P}_e como pasa para todos los efectos del tipo AB. Si esto es así, \mathbf{Q} tiene el mismo origen físico en ambos casos y es dado por el momento de

interacción em . La demostración de este hecho fué realizada en las referencias [17], [19] lo cual da una propiedad general a la Ec.(11) y sienta la base del modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento.

En general, con la definición de tensor de stress de Maxwell T_{ik} , donde T_{ik} es un tensor 3×3 , $T_{ik} = \xi_o [E_i E_k + c^2 B_i B_k - \frac{1}{2} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + c^2 \mathbf{B} \cdot \mathbf{B}) \delta_{ik}]$, la descripción covariante del momento em conduce a un 4-momento em P_e^α expresado como (con $c = 1$)

$$(18) \quad \begin{aligned} P_e^i &= \gamma \int d^3x (g^i + T_{ij} \beta^j) \\ P_e^0 &= \gamma \int d^3x (u - \mathbf{v} \cdot \mathbf{g}) \end{aligned}$$

donde $\beta = v/c$, y $\mathbf{g} = \xi_o (\mathbf{E} \times \mathbf{B})$ es el momento electromagnético medido en el marco que se mueve con velocidad \mathbf{v} con respecto al marco del laboratorio.

Tenemos $\mathbf{Q} = \mathbf{P}_e$ para todos los efectos del tipo AB (salvo el signo), como se menciona y se demuestra en la referencia [17]. Mas recientemente en la referencia [19] se ha probado que el momento Fresnel-Fizeau puede ser calculado exactamente como la variación de la interacción de los campos em , por ejemplo, como la variación de la polarización del momento em debido al flujo \mathbf{u} . Por lo tanto, el cálculo de la variación de los campos \mathbf{P}_e conduce a

$$\Delta \mathbf{P}_e = \mathbf{Q} = \frac{e}{c} \mathbf{A} \text{ para el efecto Aharonov-Bohm}$$

$$\Delta \mathbf{P}_e = \mathbf{Q} = - \left(\frac{n^2 - 1}{c^2} \right) \omega \mathbf{u} \text{ para las ondas de luz en un medio en movimiento}$$

corroborando el origen físico común de \mathbf{Q} en la ecuación para las ondas materiales y de luz Ec.(11).

11. EL MOMENTO DE LA MATERIA Y DE LA LUZ

11.1. Ondas materiales. Hasta ahora se ha considerado las propiedades características de la ecuación equivalente Ec.(9) o Ec.(11) y Ec.(12) o Ec.(15) que describe tanto ondas materiales como de luz. El hamiltoniano $H_{AB} = \frac{1}{2m} (\mathbf{P} - \mathbf{Q})$ de la Ec.(9) puede ser derivado del lagrangiano clásico

$$(19) \quad L = \frac{p^2}{2m} + \mathbf{v} \cdot \mathbf{Q}$$

donde $p = mv$ es el momento lineal que satisfice la ecuación de movimiento

$$(20) \quad \frac{d\mathbf{p}}{dt} = -\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{Q} + \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{Q})$$

mientras $\mathbf{P} = \partial L / \partial \mathbf{v} = m\mathbf{v} + \mathbf{Q}$ es el momento canónico (donde se ha usado $-i\nabla \leftrightarrow \mathbf{P}$, uno postulados de la ec. de Schrödinger). En el caso de efectos con campos nulos o efectos sin fuerzas, o sea para partículas libres, la Ec.(20) es cero y el momento \mathbf{p} de la partícula clásica no cambia, un resultado que es bien característico en los efectos del tipo AB. Además en la ecuación de Schrödinger (9), el autovalor E de H es constante tanto para $\mathbf{Q} = 0$ ó $\mathbf{Q} \neq 0$. Es decir, el flujo mecánico de la energía y el momento transportado por partículas que se mueven, no es alterado por el flujo electromagnético debido al momento de interacción $\mathbf{Q} \sim \mathbf{u}$.

En ausencia de cualquier interacción em $\mathbf{Q} = \pm \mathbf{P}_e = 0$, el término exponencial $e^{i(\mathbf{p}\cdot\mathbf{x} - Et)}$ de la Ec.(10) se refiere a la onda material asociada a la partícula con energía $E = \frac{1}{2}mv^2$. Donde la variable dinámica es p , la velocidad de grupo es siempre $\partial H_{AB} / \partial P = dE/dp = p/m = v$. Sí $\mathbf{Q} \neq 0$, se conoce entonces que en los efectos del tipo AB, no existen fuerzas actuando sobre las partículas, entonces en la Ec.(20) se tiene $d\mathbf{p}/dt = 0$, se observa que el momento y la velocidad de la partícula o la velocidad de grupo no es alterada.

Para ver como la velocidad de fase de onda es afectada por el flujo em , observemos la Ec.(10) que representa una onda material la cual está desfasada φ con respecto a la función de onda original. Si en esta ecuación se escribe el término $\int(\mathbf{Q} + \mathbf{p}) \cdot d\mathbf{x}$ en función del momento canónico P como $\int(\mathbf{Q} + \mathbf{p}) \cdot d\mathbf{x} = \int \mathbf{P} \cdot d\mathbf{x}$, la velocidad de fase de la onda material se obtiene a partir de $v_\varphi = E/P = E/(p + \mathbf{Q}\cdot\hat{\mathbf{p}})$. Si se asume que $\mathbf{Q}(x) = -\zeta\mathbf{u}(x)$, donde ζ es una constante de proporcionalidad, se tiene

$$v_\varphi = v + \zeta\mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{v}}$$

entonces puede pensarse que la velocidad de fase de la onda de luz es afectada por el flujo \mathbf{u} , que el caso del efecto AB, \mathbf{u} tiende a \mathbf{A} .

En resumen, el momento de interacción \mathbf{Q} es transportado por el flujo em , interactuando con la propagación ondulatoria, la velocidad de fase de la onda material es modificada por la interacción em .

El momento de la partícula p permanece constante, por lo tanto la velocidad y la energía de la partícula, no son alterados por el flujo em .

11.2. Ondas de luz. Se considera dos posibles alternativas para la función de onda de luz en el modelo magnético. Las implicaciones o consecuencias de cada alternativa se discutirán en el *capítulo* 13.

11.2.1. Función de onda sin fase. En una aproximación del modelo magnético de propagación de la luz, Leonhardt y Piwnicki (LP) [18] consideran la Ec.(15) y, para su solución, toman

$$(21) \quad \Psi = \alpha e^{i \int (\mathbf{k}_\varphi \cdot d\mathbf{x} - \omega dt)}$$

donde \mathbf{k}_φ corresponde a un vector de onda general. Al sustituir la Ec.(21) en la Ec.(15) se obtiene la relación

$$(22) \quad k_\varphi^2 - \frac{n^2}{c^2} \omega^2 + 2\omega \frac{n^2 - 1}{c^2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{k}_\varphi$$

LP denominan a la Ec.(22) como la relación de dispersión y obtienen a partir de ella, el siguiente hamiltoniano (*ver apéndice E*) en unidades de $= 1$,

$$(23) \quad H_\varphi = \omega = \frac{c}{n} k_\varphi + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \mathbf{u} \cdot \mathbf{k}_\varphi.$$

La velocidad de onda dada por la Ec.(8) se obtiene a partir del Hamiltoniano H_φ

$$(24) \quad v_\varphi = \frac{dx}{dt} = \frac{\partial H_\varphi}{\partial k_\varphi} = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \mathbf{u}$$

la cual está de acuerdo con la teoría especial de la relatividad. De la ecuación del Hamiltoniano

$$(25) \quad \frac{dk_\varphi}{dt} = -\frac{\partial H_\varphi}{\partial x}$$

se obtiene

$$(26) \quad \frac{dk_\varphi}{dt} = -\nabla \left[\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \mathbf{u} \cdot \mathbf{k}_\varphi \right]$$

que corresponde a una ecuación de movimiento de tipo Lorentz.

La velocidad del rayo o del vector de onda es

$$(27) \quad \mathbf{w} = k_\varphi \mathbf{v} = \frac{c}{n} \mathbf{k}_\varphi + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) k \mathbf{u}$$

que viene derivada de una ecuación de movimiento del tipo Lorentz de la forma:

$$(28) \quad \frac{d\mathbf{w}}{dt} = -\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \mathbf{w} \times (\nabla \times \mathbf{u})$$

11.2.2. *Función de onda que adquiere fase.* En estrecha analogía con los efectos del tipo AB se busca ahora una solución del tipo

$$\Psi = \alpha e^{i[\varphi + \int (\mathbf{k} \cdot d\mathbf{x} - \omega dt)]}$$

Sustituyendo Ψ en la expresión de la Ec.(15), se genera la relación de dispersión (*ver apéndice E*):

$$(29) \quad k^2 - \frac{n^2 \omega^2}{c^2} = 0$$

mientras el hamiltoniano para el rayo de luz es

$$(30) \quad H = H_\varphi = \omega = \frac{c}{n} k .$$

De esta manera la frecuencia $\omega_\varphi = \omega$ y el vector de onda k permanecen inalterados como en el caso cuando no existe flujo \mathbf{u} . El único cambio es el de la fase en la función de onda original.

Del Hamiltoniano se obtiene

$$(31) \quad \mathbf{v} = \frac{d\mathbf{x}}{dt} = \frac{\partial H_\varphi}{\partial \mathbf{k}} = \frac{c}{n} \mathbf{k}_u$$

para la velocidad de grupo o de partícula (fotón), y

$$(32) \quad \frac{d\mathbf{k}}{dt} = -\nabla(H)$$

para el momento de la luz. Hasta ahora, la analogía física con los efectos del tipo AB es mantenida (la energía, velocidad y el momento de la partícula material permanece inalterable)

Este resultado esta en desacuerdo con las predicciones de la teoría especial de la relatividad, por lo cual se puede pensar en rechazar a priori el modelo magnético de la luz. Sin embargo, los que sustentan este modelo razonablemente argumentan que no existe evidencias experimentales o pruebas en su contra, ya que no se han hecho medidas de la velocidad de los fotones en un medio en movimiento.

12. CONSECUENCIAS DEL MODELO MAGNÉTICO DE PROPAGACIÓN DE LA LUZ

En vista de las anteriores consideraciones, se hace énfasis en las siguientes alternativas:

a) Una interpretación de los resultados establecidos por las ecuaciones Ec.(22), Ec.(23) y Ec.(26) sugiere que el vector de onda \mathbf{k}_φ y la velocidad de la onda v_φ están modificados por el flujo \mathbf{u} . La velocidad v_φ está de acuerdo con las predicciones de la *TER* y con las observaciones experimentales de Fizeau.

Si el momento adicional $(n^2 - 1)\omega\mathbf{u}/\mathbf{c}^2$ está localizado y transportado por el fotón, el momento canónico resultante \mathbf{k}_φ y la velocidad v_φ físicamente representan al momento y la velocidad de la partícula de luz arrastrada por el medio en movimiento. Ambas energía ω y momento \mathbf{k}_φ están modificados por el flujo \mathbf{u} , y se propagan a la velocidad v_φ adquirida. En vista de esto, la analogía hipotética entre las ondas materiales y las ondas de luz en el modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento no se sostiene, porque en tal modelo la energía y el momento de la partículas no están modificadas por el flujo \mathbf{u} .

b) El modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento es soportado por la equivalencia de las ecuaciones Ec.(9), Ec.(11), y Ec.(12), Ec.(15) para ondas de luz y de materia respectivamente. Se asume que existe una analogía física entre la propagación de las ondas materiales en un fluido *em* \mathbf{Q} y la propagación de las ondas de luz en un flujo \mathbf{u} . El único efecto del flujo *em* \mathbf{Q} y el flujo \mathbf{u} es que la función de onda Ψ de las ecuaciones Ec.(10) y Ec.(13) difiere de Ψ_0 sólo por un factor de fase debido a φ , mientras no hay efecto sobre el momento y energía de la partícula.

En las pruebas de los efectos AB y en el experimento de tipo Fizeau [2], dos ondas con diferentes fases se hacen interferir y los cambios en la variación de la fase son medidos. Los resultados de estas pruebas confirman que tal variación de fase, correspondiente a los factores de fase de las Ec.(10) y Ec.(13), existen.

El modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento defiende la proposición, que el momento adicional Fresnel-Fizeau $(n^2 - 1)\omega\mathbf{u}/\mathbf{c}^2$ es transportado por el medio y no por la partícula de luz. Que el momento del fotón no cambia, está implícito en las Ec.(29) y Ec.(30) donde se observa que la velocidad de grupo no es afectada y viene dada por $d\omega/d\mathbf{k} = \mathbf{c}/n$ como implica la Ec.(31).

La único que se puede concluir del resultado de las pruebas interferométricas antes mencionada, y en particular del experimento de Fizeau por sí mismo, es que la fase y la velocidad de la onda están modificadas por el flujo $\mathbf{Q}\mathbf{u}$. Sin embargo, estas pruebas interferométricas tienen la incapacidad de medir la velocidad de grupo, la energía y el momento de las partículas involucradas.

Dentro del modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento, el resultado del experimento de Fizeau puede ser interpretado como debido al cambio de fase que surge de la variación de la función de onda, Ec.(13), incluso cuando los fotones se propagan en el medio en movimiento, manteniendo la misma velocidad original

y momento. Esto implica que todos los experimentos del tipo Fizeau basados en técnicas interferométricas no representan una prueba conclusiva o una confirmación de la adición relativista de velocidades. Por tanto, el enfoque no interferométrico para la medida de la velocidad de la luz en un medio en movimiento, a ser considerado más adelante, posee una relevancia no contenida en el enfoque tradicional de Fizeau.

Así, para discriminar entre las dos alternativas *a)* y *b)*, parece justificable sugerir repetir el experimento de Fizeau pero con un experimento no interferométrico, donde la cantidad a medir es la velocidad de grupo o la velocidad de los fotones en un medio en movimiento.

13. UN NUEVO EXPERIMENTO NO INTERFEROMÉTRICO PARA MEDIR LA VELOCIDAD DE LA LUZ EN UN FLUIDO EN MOVIMIENTO

Se considera aquí un experimento capaz de medir la velocidad de fotones en un medio en movimiento. La idea es mostrar que tal experimento es posible y puede ser realizado con la actual tecnología. Los aspectos técnicos y los detalles de éste se darán más adelante.

13.1. Determinación de la velocidad de los fotones en un medio en movimiento por medida directa del tiempo de vuelo.

Este método utiliza un dispositivo D_S que actúa como una fuente capaz de emitir un corto impulso de fotones o un pulso de luz de duración τ , como se muestra en la *Fig. 7*. El pulso realiza un viaje a través del tubo de longitud L con fluido en movimiento y, a la salida, activa un fotodetector D_f que está conectado eléctricamente a la fuente D_S . Cuando el D_f es activado por el pulso de luz, envía una señal que activa nuevamente la fuente, la cual emite un nuevo pulso de luz que realiza otro viaje a través del tubo. Además, D_f (o D_S) activa un circuito que registra el número de veces N que un pulso de luz ha completado su recorrido. Denotemos por t_D la parte de la trayectoria externa al tubo por donde no hay circulación de agua, y t_D el tiempo de retraso entre el momento en que el pulso de luz golpea a D_f y el momento en que D_S emite un nuevo pulso de luz después de que se active D_f . Un reloj conectado a D_f mide el tiempo total transcurrido después de N viajes, el cual está dado por

$$(33) \quad T(u) = \frac{NL}{[c/n(u)]} + \frac{N}{c} + Nt_D.$$

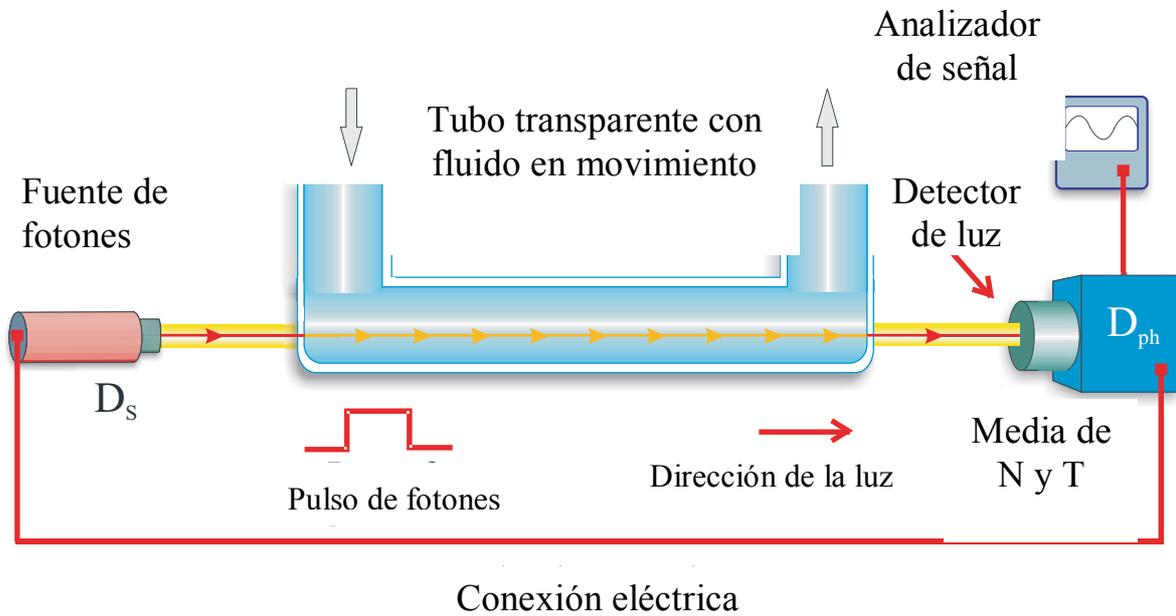


Figura 7. Un corto pulso de fotones de luz emitido por la fuente D_s se propaga a través de un fluido transparente en movimiento con velocidad u en un tubo de longitud L , al salir de éste golpea a un foto detector D_{ph} . A su vez, el dispositivo D_{ph} , el cual está conectado eléctricamente a la fuente activa otro pulso de luz, el cual es nuevamente emitido. El dispositivo D_{ph} registra el número de veces N de pulsos de luz que llegan a éste y el tiempo T que toma el proceso reiterativo. Conociendo los parámetros de la velocidad del fluido u , índice de refracción n , tiempo de respuesta del fotodetector, la velocidad de los fotones en el fluido en movimiento puede ser determinada por la medida de N y T .

El tiempo $T(u)$ puede ser comparado con el tiempo T medido en las mismas condiciones pero para el medio en reposo, $u = 0$. Resulta entonces

$$(34) \quad T(u) - T = \frac{NL}{c} [n(u) - n]$$

donde $n(u) \simeq n - (n^2 - 1)u/c$.

El cálculo teórico predice para este experimento un valor de $n - n(u) \simeq (n^2 - 1)u/c \simeq (1,5^2 - 1) \cdot 10^{-7} = 1,25 \times 10^{-7}$ con $n = 1,5$ y para un flujo con velocidad de $u = 3 \frac{m}{s}$.

De la Ec.(34) se obtiene

$$n(u) = n \left[1 + \left(\frac{c}{nN} \right) (T(u) - T) \right]$$

la diferencia de velocidad de la luz en el fluido en movimiento con respecto al fluido en reposo viene dada por

$$(35) \quad \frac{c}{n(u)} - \frac{c}{n} \simeq \frac{c}{n} \left[1 - \frac{c}{nN} (T(u) - T) \right] - \frac{c}{n} = \frac{c^2}{n^2 NL} (T - T(u))$$

la cual puede ser medida, midiendo N y $T(u) - T$. La diferencia de velocidad Ec.(35) que se estima de forma teórica para este experimento viene dada por el cálculo de : $\frac{c}{n(u)} - \frac{c}{n} \simeq \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) u \simeq 1,66 \frac{m}{s}$ para $u = 3 \frac{m}{s}$. Suponiendo que la precisión del reloj para la medida de la diferencia del tiempo $T(u) - T \simeq 10^{-5} s$, y con $L = 10m$ en la Ec.(35) el número de iteraciones o viaje completo necesario para detectar la diferencia de velocidad de $1,66 \frac{m}{s}$, debe de ser $N = c^2 [T(u) - T] / [(n^2 - 1) u] \simeq 2,4 \times 10^{10}$.

El tiempo de medida es del orden de la Ec.(33) y por consiguiente es importante que el dispositivo D_f posea una respuesta rápida a la luz. Un fotodiodo tipo avalancha y tubos fotomultiplicadores rápidos puede aumentar hasta los nanosegundos la repuesta a el pulso de luz. Usando tal dispositivo se acortaría el tiempo experimental considerablemente. Sí se asume que t_D es menor que $0,1 \mu s$, el tiempo mínimo requerido de medida es $T \simeq NL / (c/n) = 0,33h$, el cual es un valor razonable.

Existen razones para creer que el método propuesto aquí, puede ser más sensible que la tradicional aproximación interferométrica, donde ésta es limitada por la sensibilidad del aparato y la longitud del camino óptico utilizado para medir la variación de fase. Con el método propuesto aquí, se puede esencialmente incrementar la longitud de la trayectoria del fotón indefinidamente incrementando el número N de iteraciones o tiempo de vuelo del fotón. Así, esta aproximación, proporciona una medida de la velocidad de un pulso de fotones con un incremento de sensibilidad con respecto al metodo interferometrico tradicional.

En general, el arreglo físico conceptual y los parámetros experimentales estimados anteriormente, sugieren que el aparato propuesto tendría bastante sensibilidad y estabilidad para establecer y llevar a cabo un experimento de duración práctica. Por lo tanto, se concluye que una aproximación no interferométrica es viable y que la cantidad $c/n(u)$ es medible con las técnicas experimentales existentes.

14. CONCLUSIONES

En este trabajo de tesis de grado se ha hecho un perfil de dos pruebas decisivas para la *TER*. Se enfatizan dos aspectos cruciales: la ley de inducción de Faraday para corrientes abiertas y la adición de velocidades relativista para partículas.

Entre las pruebas, está la relacionada con la interpretación relativista del electromagnetismo, de particular interés la que se refiere con corrientes abiertas. Esta prueba es conveniente para verificar la ley de inducción de Faraday en su forma diferencial y la transformación de los campos *em* de la *TER*.

En específico se propone una prueba que consiste en detectar el campo magnético o inducción magnética que experimentaría una bobina o solenoide en movimiento con respecto a un capacitor o distribución de cargas fijas en el marco del laboratorio, esta prueba o experimento se discute en el *Capítulo 6*. En este caso se prueba la hipótesis de Maxwell y de la *TER*, que una carga en movimiento uniforme forma una corriente de convección o corriente abierta que produce un campo magnético variable en el tiempo en el marco en reposo de una bobina. Este campo es detectado por la bobina via ley de inducción de Faraday y el análisis desarrollado en el *Capítulo 7* muestra que este experimento es viable. Un experimento sobre la ley de inducción de Faraday para corrientes abiertas validaría o no la suposición que una carga eléctrica estática produce un campo magnético y una inducción asociada en un marco en movimiento, por ejemplo, que corrientes cerradas o abiertas juegan el mismo rol en la electrodinámica

Finalmente, el impacto y rango de validez del experimento de Fizeau ha sido reconsiderado. El modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento implica que la velocidad de fase de las ondas de materia y de la luz, es afectada por el flujo \mathbf{u} , pero el momento de las partículas no lo está (electrones y fotones). Los experimentos tradicionales del tipo Fizeau están basados en métodos interferométricos, que miden el cambio de fase o la variación de la velocidad de las ondas. Dos ondas de luz, que tienen la misma frecuencia pero con diferentes vectores de propagación o fases, se comparan y lo que se mide está

relacionado a la velocidad de la onda, la cual puede coincidir con la velocidad de los fotones o no. Se concluye que la interpretación tradicional del experimento de Fizeau es incorrecta, porque, contrariamente a lo que se ha creído por más de un siglo, este experimento no es el apropiado para corroborar la ley de adición de velocidades relativista de la *TER*.

En cambio, con la prueba que se propone en el *Capítulo 13*, se comparan dos señales con diferentes frecuencias que están relacionadas a dos impulsos de fotones que viajan a diferentes velocidades, una propagándose en un medio en movimiento y otra en el medio en reposo. Este experimento no interferométrico del tipo Fizeau puede ser usado para probar el modelo magnético de propagación de la luz en un medio en movimiento, y también para medir la velocidad de los fotones como una función de n y u .

La repetición del experimento del tipo Fizeau que mide la velocidad de los fotones, validaría o no la suposición relativista, que las velocidades de la fase y de la partícula en un medio en movimiento son las mismas, por ejemplo, validaría o no la ley de adición de velocidades de la *TER*.

Resumiendo, se ha considerado varias pruebas que soporta la *TER*. ¿Estas pruebas corroboran de una manera definitiva que la *TER* es una teoría bien entendida y probada? Desafortunadamente, este no es el caso, porque, incluso después de 100 años de la *TER*, hay varios aspectos de la teoría que no han sido probados directamente.

15. REFERENCIAS

- [1] Trouton F. T. and Noble H. R., Proc. R. Soc. London, **72**, 132 (1903)
- [2] H Fizeau, C. R. Acad. Sci. (Paris) **33**, 349 (1851).
- [3] El experimento de Michelson-Morley está descrito, por ej., en: Smith J., *Introduction to special relativity*, (W. A. Benjamín Inc, New York, 1969).
- [4] G. Spavieri, J. Erazo, A. Sanchez, J Ayazo and M. Rodriguez, Crucial Test of Relativity Teory: Open Currents and Magnetic Model of Light, *Electromagnetic Phenomena*, V 6 N^o **1** (16), 90 (2006).
- [5] F. R. Tangherlini, *Nuovo Cimento (Suppl)*, **20**, 1 (1961)
- [6] R. Mansouri and R. U: Sexl, *Gen. Rel. Grav.* **8**, 497, 515, 804 (1977)
- [7] G. Cavalleri and G. Spinelli, *Found. Phys.*, **13**, 1221 (1983)
- [8] T. S. Sjodin, *Nuovo cimento B* **51**, 229 (1979).

- [9] G. Spavieri and G. Contreras, *Nuovo Cimento*, **91** B, 143 (1986);
G. Spavieri and J. Bergamaschi *Nuovo Cimento* **104** B, 947 (1989).
- [10] G. Spavieri and G. T. Gillies, *Nuovo Cimento* **118** B, 205-222 (2003)
- [11] H. A. Rowland, *Am J. Sci. Art.*, 15, 30-38 (1878).
- [12] G. Spavieri and G. T. Gillies, Submitted (2006).
- [13] A. J. Fresnel, *C. R. Acad. Sci. (Paris)* **33**, 349 (1851).
- [14] R. J. Cook, H. Fearn, and P. W. Milonni, *Am. J. Phys.* **63**, 705 (1955).
- [15] Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.* **115**, 485 (1959).
- [16] Y. Aharonov and A. Casher, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 319 (1984).
- [17] G. Spavieri, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3932 (1999).
- [18] U. Leonhardt and P. Piwnicki, *Phys. Rev. A* **60**, 4301 (1999);
Phys. Rev. Lett. **84**, 822 (2000).
- [19] Para una corroboración del modelo magnético, ver el análisis de la naturaleza de la interacción *em* en los efectos del tipo AB y el término Fresnel-Fizeau, por G. Spavieri, (On Line First) DOI:10.1140/epjd/e2005-00328-9, *Eur.Phys.J.D*, **37**, 327-334 (2006).
- [20] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics* (Pergamon, Oxford, 1977).
- [21] W. K. H. Panofsky and M. Phillips, *Classical Electricity and Magnetism*, Sec. 11-5, sec. ed. (Addison-Wesley, Reading, 1962).

16. APENDICE A

16.1. Comprobando la solución para la ecuación de Schrödinger (9). La solución propuesta para la ecuación de Schrödinger es la siguiente

$$(36) \quad \Psi = \Psi_o e^{i\varphi}$$

donde $\Psi_o = e^{i(\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}-Et)}$ y $\varphi = \frac{1}{2} \int d\mathbf{x} \cdot \mathbf{Q}$

Ahora bien, expandiendo la Ec.(9) se tiene

$$(37) \quad (-^2\nabla \cdot \nabla + \mathbf{Q} \cdot \mathbf{Q} + i\nabla \cdot \mathbf{Q} + i\mathbf{Q} \cdot \nabla)\Psi = 2mE\Psi.$$

Teniendo en cuenta que $\nabla \cdot \mathbf{Q}\Psi = \Psi\nabla \cdot \mathbf{Q} + \mathbf{Q} \cdot \nabla\Psi$ y a su vez tomando el hecho de que para los efectos del tipo AB $\nabla \cdot \mathbf{Q} = 0$ (es demostrable) la Ec.(9) toma la forma

$$(38) \quad -^2\nabla \cdot \nabla\Psi + \mathbf{Q} \cdot \mathbf{Q}\Psi + 2i\mathbf{Q} \cdot \nabla\Psi = 2mE\Psi.$$

Por un lado se tiene que

$$(39) \quad \nabla\Psi = \nabla(\Psi_o e^{i\varphi}) = e^{i\varphi}\nabla\Psi_o + ie^{i\varphi}\Psi_o\nabla\varphi$$

y

$$(40) \quad \nabla \cdot \nabla \Psi = e^{i\varphi} \nabla \cdot \nabla \Psi_o + ie^{i\varphi} \Psi_o \nabla \cdot \nabla \varphi + 2ie^{i\varphi} \nabla \varphi \cdot \nabla \Psi_o - e^{i\varphi} \Psi_o \nabla \varphi \cdot \nabla \varphi.$$

por el otro lado

$$(41) \quad \nabla \varphi = \frac{1}{-i} \mathbf{Q}$$

se observa que

$$(42) \quad \mathbf{Q} = \nabla \varphi$$

y

$$(43) \quad \mathbf{Q} \cdot \mathbf{Q} = Q^2 = \nabla \varphi \cdot \nabla \varphi,$$

y a su vez

$$(44) \quad \nabla \cdot \mathbf{Q} = \nabla \cdot \nabla \varphi = 0$$

Luego de realizar unas simples operaciones básicas de algebra elemental y sustituir las expresiones anteriores en la Ec.(38) se obtiene finalmente el siguiente resultado

$$(45) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi_o = E \Psi_o$$

Ahora, como se sabe $\Psi_o = e^{i(\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} - Et)}$, entonces $\nabla^2 \Psi_o = -\frac{p^2}{\hbar^2} \Psi_o$ sustituyendo esta última expresión en la Ec.(45) y recordando que la energía $E = \frac{p^2}{2m}$ para una partícula libre, se obtiene la igualdad

$$\frac{p^2}{2m} \Psi_o = \frac{p^2}{2m} \Psi_o.$$

Por lo tanto se observa que la Ec.(36) es automáticamente solución de la ecuación de Schrödinger para los efectos cuánticos del tipo Aharonov-Bohm.

16.2. Forma explícita de \mathbf{Q} para el efecto AB. Para el efecto Aharonov-Bohm el momento de interacción electromagnética \mathbf{Q} viene dado por

$$\mathbf{Q} = \frac{e}{c} \mathbf{A}$$

donde \mathbf{A} es el potencial vector externo de un solenoide cuya forma explícita en coordenadas cartesianas es

$$\mathbf{A} = -2\mu \frac{y}{x^2 + y^2} \mathbf{i} + 2\mu \frac{x}{x^2 + y^2} \mathbf{j}$$

donde μ es la densidad lineal del momento dipolar magnético orientado en la dirección z , y i, j son vectores unitarios en la dirección de los ejes coordenados x y y respectivamente. En este caso la ecuación $\nabla \cdot \mathbf{Q} =$

$\frac{e}{c}\nabla\cdot\mathbf{A} = 0$ representa la bien conocida condición del calibre de Coulomb
 $\nabla\cdot\mathbf{A} = 0$.

17. APENDICE B

17.1. Como se llega a la ecuación de onda (12) de luz para el sistema del laboratorio en el experimento de Fizeau. La ecuación de onda de luz vista desde el sistema de referencia que se mueve junto al fluido es

$$(46) \quad (\partial_{x'}\partial_{x'} - \frac{n^2}{c^2}\partial_{t'}\partial_{t'})\Psi = 0$$

Ahora para escribir la Ec.(46) en el sistema de referencia del laboratorio se debe tener en cuenta las transformaciones de coordenadas de Lorentz, las cuales son (movimiento en la dirección x)

$$(47) \quad x = \gamma(x' + ut')$$

$$(48) \quad t = \gamma\left(t' + \frac{u}{c^2}x'\right)$$

$$(49) \quad \gamma = \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{1/2}$$

donde x y t corresponden a las coordenadas de la posición y tiempo medidas en el marco del laboratorio y sus homologas primadas x' y t' al sistema en co-movimiento y u es la velocidad de este último (velocidad del fluido).

Para trabajar más cómodamente, desarrollo la transformación de la ecuación de onda del sistema primado al sistema del laboratorio en una sola dirección, de acuerdo a las transformadas de Lorentz, $\partial_{x'}\partial_{x'}$ y $\partial_{t'}\partial_{t'}$ expande como (aplicando la regla de la cadena):

$$(50) \quad \partial_{x'}\partial_{x'}\Psi = \gamma^2\partial_x\partial_x\Psi + \gamma^2\frac{u^2}{c^4}\partial_t\partial_t\Psi + 2\gamma^2\frac{u}{c^2}\partial_x\partial_t\Psi$$

$$(51) \quad \partial_{t'}\partial_{t'}\Psi = \gamma^2u^2\partial_x\partial_x\Psi + \gamma^2\partial_t\partial_t\Psi + 2\gamma^2u\partial_x\partial_t\Psi$$

sustituyendo estas dos últimas expresiones en la Ec.(46) se tiene

$$\gamma^2 \left[1 - n^2 \left(\frac{u}{c} \right)^2 \right] \partial_x\partial_x\Psi + \frac{\gamma^2}{c^2} \left[\left(\frac{u}{c} \right)^2 - n^2 \right] \partial_t\partial_t\Psi - 2\gamma^2 \left(\frac{n^2 - 1}{c} \right) \left(\frac{u}{c} \right) \partial_x\partial_t\Psi = 0 .$$

Conservando solamente el término de primer orden $\frac{u}{c}$, esta expresión queda

$$(52) \quad \partial_x \partial_x \Psi - 2 \left(\frac{n^2 - 1}{c^2} \right) u \partial_x \partial_t \Psi - \frac{n^2}{c^2} \partial_t \partial_t \Psi = 0$$

El procedimiento descrito arriba se aplica ahora a las coordenadas y y z obteniendo la expresión más general que asume la siguiente forma

$$(53) \quad \left[\nabla^2 - 2 \left(\frac{n^2 - 1}{c^2} \right) \mathbf{u} \cdot \nabla \partial_t - \frac{n^2}{c^2} \partial_t^2 \right] \Psi = 0$$

la cual corresponde a la ecuación de onda de luz para un medio en movimiento vista desde el marco del laboratorio.

18. APENDICE C :PROPIEDADES DEL EFECTO AHARONOV-BOHM

Los campos producen fuerzas y éstas dependen del valor de la intensidad del campo y de la posición momentánea de la partícula. Es de esta forma como las partículas interactúan con los campos, por medio de las fuerzas que estos generan. En una región del espacio donde \mathbf{E} y \mathbf{B} son cero, una partícula clásica no experimenta nada. A pesar de no existir \mathbf{E} y \mathbf{B} en cierta región del espacio, sin embargo, pueden existir potenciales no nulos, como el potencial vector \mathbf{A} asociado al efecto Aharonov-Bohm (AB).

A principio de la década de los sesenta el israelita Yakir Aharonov y el estadounidense David Bohm sugieren un efecto de carácter no local que debe ser interpretado a partir de la mecánica cuántica, pero recurriendo a una herramienta matemática de la electrodinámica clásica como es el uso del potencial vector. El efecto es esencialmente interferométrico (de allí su relación con los resultados de carácter interferométrico del experimento de Fizeau). Éste consiste en un haz coherente de partículas cargadas que interfieren al atravesar una doble rendija (como en el experimento de Young), estos electrones experimenta un corrimiento en el patrón de interferencia al ser afectado por el potencial vector externo de un solenoide por donde el cual circula una corriente [15] (*ver Fig. 5*). Este efecto es no local debido a que las partículas atraviesan una región del espacio libre de campos electromagnéticos, y por lo tanto no existen fuerzas que actúen localmente sobre las partículas, dicho efecto no se puede explicar desde el punto de vista de la electrodinámica clásica, por lo tanto hay que recurrir a la mecánica cuántica, pero ésta lleva a la utilización del potencial vector, herramienta matemática de la electrodinámica clásica. También es menester destacar la naturaleza topológica de dicho efecto ya que el corrimiento del patrón de interferencia es independiente de la trayectoria seguida por los electrones.

19. APENDICE D :INTERPRETACIÓN QUE OFRECE LA TEORÍA DE LA RELATIVIDAD SOBRE EL EXPERIMENTO DE FIZEAU

La teoría de la relatividad explica el efecto observado en el experimento de Fizeau utilizando el teorema de adición de velocidades relativista que se obtiene de las transformadas de Lorentz $v = \frac{v'+u}{1+\frac{uv'}{c^2}}$ donde v es la velocidad resultante a sumar vista desde el laboratorio o sistema en reposo, u es la velocidad del sistema de referencia en movimiento y v' es la velocidad observada de la luz desde el sistema en co-movimiento.

Es claro que $v' = c/n$, sustituyendo ésta en la expresión anterior se obtiene (con $v' \parallel \mathbf{u}$) $v = \frac{\frac{c}{n}+u}{1+\frac{u}{nc}} = \frac{c}{n} \left(1 + \frac{un}{c}\right) \left(1 + \frac{u}{nc}\right)^{-1} = \frac{c}{n} \left(1 + \frac{un}{c}\right) \left(1 - \frac{u}{nc} + \dots\right) \approx \frac{c}{n} \left(1 + \frac{un}{c} - \frac{u}{nc}\right)$ donde finalmente

$$v \approx \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) u.$$

Para este cálculo se hace uso del hecho que $u \ll c$ (un fluido en lento movimiento) para expandir la expresión original en potencias de primer orden de $\frac{u}{c}$. Suponiendo que la velocidad del foton en un medio dieléctrico en movimiento (el fluido: agua) coincide con la de la onda em , resulta evidente que la teoría de la relatividad especial concuerda satisfactoriamente con el resultado del experimento de Fizeau.

En los textos de relatividad, este constituye probablemente la única prueba con que cuenta el teorema de adición de velocidades y que por demás hace innecesaria la hipótesis del arrastre del éter. Esta visión tradicional cambia radicalmente si el modelo magnético de propagacion de la luz en medios en movimiento es confirmado experimentalmente.

20. APÉNDICE E: DEDUCCIÓN DE ALGUNAS DE LAS ECUACIONES

20.1. Como se llega a la ecuación (17). Para llegar a la Ec.(17) se parte de la Ec.(12) tomando en cuenta algunos cálculos intermedios. Primero consideremos la ecuación de Schrödinger en general, para obtener algunas relaciones que más adelante se utilizaran

$$(54) \quad -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \Psi + V\Psi = i\hbar \partial_t \Psi$$

en nuestro caso $V = 0$, ya que se trata del efecto AB, entonces la expresión anterior queda como

$$(55) \quad \nabla \cdot \nabla \Psi = -\nabla \cdot \frac{\mathbf{p}}{\hbar} \partial_t \Psi$$

de aquí que $\nabla \Psi = -\frac{1}{\hbar} \mathbf{p} \partial_t \Psi$, teniendo en cuenta que $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k} \Rightarrow \nabla \Psi = -\frac{1}{\omega} \mathbf{k} \partial_t \Psi$.

Sustituyendo $\nabla\Psi = -\frac{1}{\omega}\mathbf{k}\partial_t\Psi$ y $\partial_t\Psi = -i\omega\Psi$ en la Ec.(12) se tiene

$$(56) \quad \nabla^2\Psi + \left[\frac{2}{\omega c^2}(n^2 - 1)\mathbf{u} \cdot \mathbf{k} - \frac{n^2}{c^2} \right] \partial_t^2\Psi = 0$$

que puede escribirse como

$$(57) \quad \nabla^2\Psi - \frac{n^2}{c^2} \left[1 - 2\frac{(n^2 - 1)}{n^2\omega}\mathbf{u} \cdot \mathbf{k} \right] \partial_t^2\Psi = 0$$

usando el hecho de que $k = \frac{n\omega}{c}$ la expresión anterior queda

$$(58) \quad \nabla^2\Psi - \frac{n^2}{c^2} \left[1 - 2\frac{(n^2 - 1)}{nc}\mathbf{u} \cdot \left(\frac{\mathbf{k}}{k}\right) \right] \partial_t^2\Psi = 0$$

la cual finalmente toma la forma de

$$(59) \quad \nabla^2\Psi - \frac{n^2}{c^2} \left[1 - 2\frac{n^2 - 1}{nc}\mathbf{u} \cdot \hat{k} \right] \partial_t^2\Psi = 0$$

donde $\hat{k} = \frac{\mathbf{k}}{k}$ es un vector unitario en la dirección de \mathbf{k} ,

Por otro lado elevando al cuadrado la ec $v_\varphi = \frac{c}{n} + (1 - \frac{1}{n^2})u$ se tiene

$$(60) \quad v_\varphi^2 = \frac{c^2}{n^2} \left[1 + 2\frac{n^2 - 1}{nc}\mathbf{u} \cdot \hat{k} + \frac{(n^2 - 1)^2}{n^2}\left(\frac{u}{c}\right)^2 \right]$$

despreciando los términos de segundo orden de $\frac{u}{c}$ se llega a que

$$(61) \quad v_\varphi^2 \approx \frac{c^2}{n^2} \left(1 + 2\frac{n^2 - 1}{nc}\mathbf{u} \cdot \hat{k} \right)$$

En la Ec.(61) llamando a $x = 2\frac{(n^2-1)}{nc}\mathbf{u} \cdot \hat{k}$ y observando que $x \ll 1$, se puede utilizar la relación $1 - x = 1/(1 + x)$. Con $1 + x = 1 + 2\frac{(n^2-1)}{nc}\mathbf{u} \cdot \hat{k} \approx \frac{n^2}{c^2}v_\varphi^2$, el segundo miembro de la Ec.(61) se escribe como sigue

$$\frac{n^2}{c^2} \left[1 - 2\frac{(n^2 - 1)}{nc}\mathbf{u} \cdot \hat{k} \right] = \frac{n^2}{c^2}(1 - x) = \frac{n^2}{c^2} \left(\frac{1}{1 + x} \right) = \left(\frac{n^2}{c^2} \right) \frac{1}{\left(\frac{n^2}{c^2} \right) v_\varphi^2} = \frac{1}{v_\varphi^2}$$

utilizando el resultado de esta última expresión la Ec.(60) se llega

$(\nabla^2 - \frac{1}{v_\varphi^2}\partial_t^2)\Psi = 0$ la cual corresponde a la expresión que se andaba buscando.

20.2. Como se llega a la ecuación (23). Leonhardt y Piwnicki consideran la Ec. $[-i\nabla + \frac{\omega}{c^2}(n^2 - 1)\mathbf{u}^2] \Psi = n^2 \frac{\omega^2}{c^2} \Psi$ y proponen como solución $\Psi = e^{i \int (\mathbf{k}_\varphi \cdot d\mathbf{x} - \omega dt)}$, donde $\mathbf{k}_\varphi = \mathbf{k} + \mathbf{Q}$ con $\mathbf{k} = \frac{1}{c}\mathbf{p}$ y $\mathbf{Q} = -\frac{\omega}{c^2}(n^2 - 1)\mathbf{u}$, bueno expandiendo el término cuadrático de la primera ecuación, se llega a

$$(62) \quad -\nabla^2 \Psi - i\beta \nabla \cdot \Psi \mathbf{u} - i\beta \mathbf{u} \cdot \nabla \Psi + \frac{(n^2 - 1)}{c^2} \omega^2 \left(\frac{u}{c}\right)^2 \Psi = n^2 \frac{\omega^2}{c^2} \Psi$$

donde $\beta = \frac{\omega}{c^2}(n^2 - 1)$, ignorando el término de segundo orden de $\frac{u}{c}$ y desarrollando $\nabla \cdot \Psi \mathbf{u} = \Psi \nabla \cdot \mathbf{u} + \mathbf{u} \cdot \nabla \Psi$ (tomando en cuenta que $\nabla \cdot \mathbf{u} = \mathbf{0}$) la Ec.(62) queda como

$$(63) \quad \nabla^2 \Psi + 2i \frac{\omega}{c^2} (n^2 - 1) \mathbf{u} \cdot \nabla \Psi = -n^2 \frac{\omega^2}{c^2} \Psi$$

es fácil ver que $\nabla \Psi = i\mathbf{k}_\varphi \Psi$ y $\nabla^2 \Psi = -k_\varphi^2 \Psi$ sustituyendo estas dos expresiones en la Ec.(63) se tiene

$$(64) \quad -k_\varphi^2 \Psi + 2i \frac{\omega}{c^2} (n^2 - 1) \mathbf{u} \cdot i\mathbf{k}_\varphi \Psi = -n^2 \frac{\omega^2}{c^2} \Psi$$

reordenando se llega a

$$(65) \quad (k_\varphi^2 + 2 \frac{\omega}{c^2} (n^2 - 1) \mathbf{u} \cdot \mathbf{k}_\varphi) \Psi = n^2 \frac{\omega^2}{c^2} \Psi$$

ahora bién, se tiene que $k_\varphi^2 + 2 \frac{\omega}{c^2} (n^2 - 1) \mathbf{u} \cdot \mathbf{k}_\varphi = n^2 \frac{\omega^2}{c^2}$ o escrito de otra forma

$$(66) \quad \omega^2 - \left[2 \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \mathbf{u} \cdot \mathbf{k}_\varphi \right] \omega - \frac{c^2}{n^2} k_\varphi^2 = 0$$

esta última ecuación constituye una ecuación de segundo grado para ω , resolviendo, paso por paso, y despreciando términos de segundo orden de u/c se tiene

$$(67) \quad \omega = \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \mathbf{u} \cdot \mathbf{k}_\varphi \pm \frac{c}{n} k_\varphi$$

entonces tenemos dos raíces

$$(68) \quad \omega_1 = \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \mathbf{u} \cdot \mathbf{k}_\varphi + \frac{c}{n} k_\varphi$$

$$(69) \quad \omega_2 = \left(1 - \frac{1}{n^2} \right) \mathbf{u} \cdot \mathbf{k}_\varphi - \frac{c}{n} k_\varphi$$

como solo tiene sentido frecuencias ω positivas, nos quedamos sólo con $\omega = \omega_1$.

La energía de la partícula (fotón) viene dada por $E = H_\varphi = \omega$, para $= 1$ y ω_1

$$H_\varphi = \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \mathbf{u} \cdot \mathbf{k}_\varphi + \frac{c}{n} k_\varphi$$

recordando que $v_\varphi = \frac{\omega}{k_\varphi}$ se llega a que

$$v_\varphi = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \mathbf{u} \cdot \widehat{k}_\varphi \text{ como } \widehat{\mathbf{u}k_\varphi} \text{ se obtiene}$$

$$v_\varphi = \frac{c}{n} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) u$$

20.3. Como se llega a la ec (30). En la ecuación

$$(70) \quad \nabla^2 \Psi + 2i \frac{\omega}{c^2} (n^2 - 1) \mathbf{u} \cdot \nabla \Psi = n^2 \frac{\omega^2}{c^2} \Psi$$

se sustituye $\Psi = e^{i\varphi} e^{i \int (\mathbf{k} \cdot d\mathbf{x} - \omega dt)}$ y se obtiene que (desarrollando paso a paso)

$$(71) \quad \begin{aligned} \nabla^2 \Psi &= -\frac{\omega^2}{c^2} (n^2 - 1)^2 \left(\frac{u}{c}\right)^2 \Psi + 2\Psi \frac{\omega}{c^2} (n^2 - 1) \mathbf{u} \cdot \mathbf{k} - k^2 \Psi \\ 2i \frac{\omega}{c^2} (n^2 - 1) \mathbf{u} \cdot \nabla \Psi &= 2 \frac{\omega^2}{c^2} (n^2 - 1)^2 \left(\frac{u}{c}\right)^2 \Psi - 2\Psi \frac{\omega}{c^2} (n^2 - 1) \mathbf{u} \cdot \mathbf{k} \end{aligned}$$

sustituyendo la Ec.(71) y Ec.(72) en Ec.(70) se tiene lo siguiente

$$(73) \quad k^2 \Psi + \frac{\omega^2}{c^2} (n^2 - 1)^2 \left(\frac{u}{c}\right)^2 \Psi = n^2 \frac{\omega^2}{c^2} \Psi$$

para cuando $u \ll c$ el término $\left(\frac{u}{c}\right)^2$ no es importante, entonces se tiene

$$k^2 \Psi = n^2 \frac{\omega^2}{c^2} \Psi$$

de aquí que $k = n \frac{\omega}{c}$ o de forma equivalente $\omega = k \frac{c}{n}$, la energía para la partícula (fotón) viene dada por $E = H_\varphi = \omega$, con $= 1$,

$$H_\varphi = k \frac{c}{n}$$

21. APÉNDICE F: ANÁLISIS DEL EXPERIMENTO DE MICHELSON-MORLEY SEGÚN GALILEO, LA TER Y TANGHERLINI

21.1. Análisis del Experimento de Michelson-Morley utilizando transformadas de Galileo.

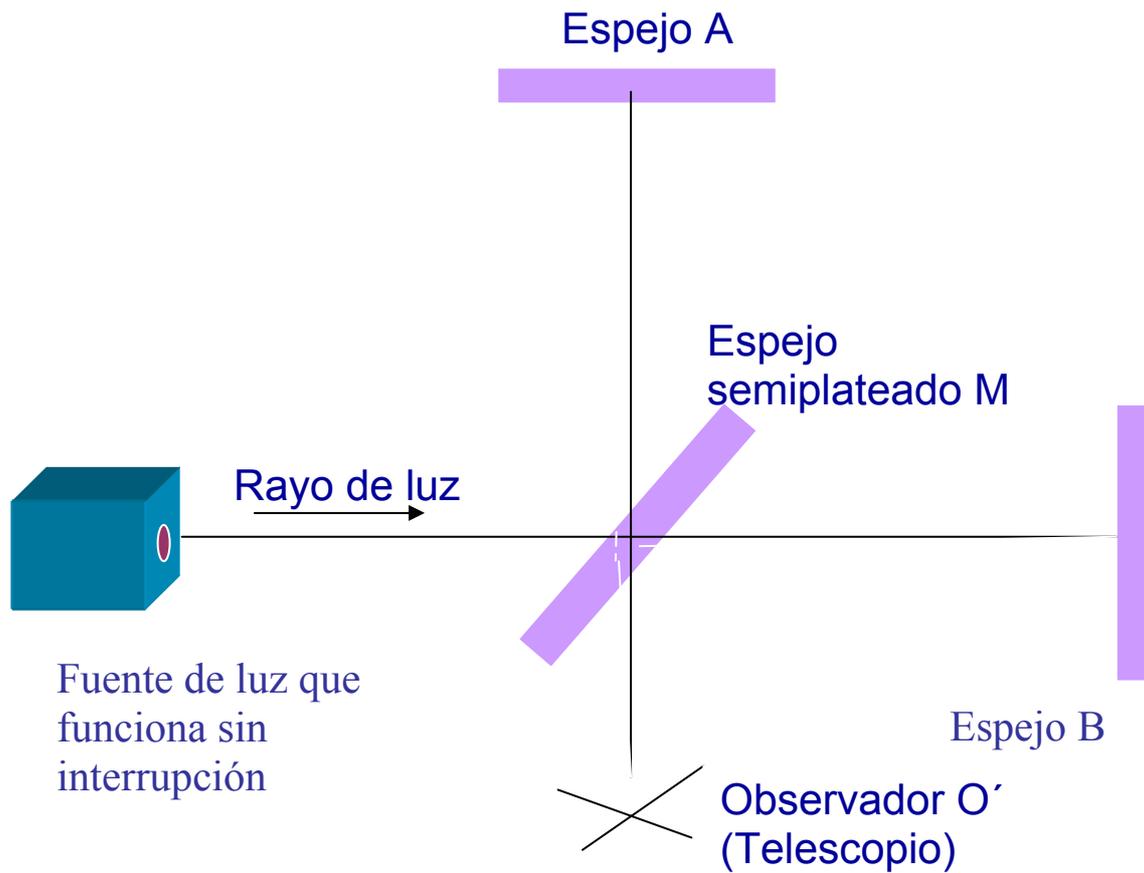


Figura 8. Disposición práctica del experimento de Michelson-Morley de 1887. Una fuente luminosa funciona sin interrupción e ilumina el espejo semiplateado M. La mitad de la luz es reflejada hacia el espejo A y la otra mitad pasa a través para llegar al espejo B. En su retorno, la mitad de la luz procedente de A pasa a través de M para alcanzar al observador O' y la mitad de la luz de B es reflejada hacia O'. El observador, por lo tanto, por medio de un telescopio ve una superposición de dos haces luminosos, uno de los cuales ha seguido el camino MAMO (brazo vertical del interferómetro) y el otro el, camino MBMO (brazo horizontal del interferómetro).

21.1.1. *Brazo Horizontal del interferómetro que mueve con velocidad v hacia la derecha relativa al marco del éter.* La Fig. 8 muestra un esquema básico del aparato utilizado por Michelson-Morley.

Para empezar este análisis, denotemos con la letra O al observador que se encuentra en reposo con respecto al marco del éter, y con la letra O' al observador que se encuentra en reposo con respecto al sistema de referencia del interferómetro, pero en movimiento uniforme relativo hacia la derecha con respecto al marco del éter. (el índice sobrescrito ' siempre va a estar relacionado al sistema de referencia del interferómetro).

Vamos a describir lo que espera observar el observador O' en el sistema de referencia del interferómetro. De acuerdo a O' aplicando el conjunto de transformación de Galileo para las coordenadas espaciales y la coordenada temporal se tiene

$$(74) \quad x' = x - vt$$

$$(75) \quad t' = t$$

$y' = y, z' = z$. La velocidades medidas por O' viene dadas por:

$$(76) \quad u'_x = u_x - v, \quad u'_y = u_y$$

Según O la velocidad de la luz tiene un valor de $u_x = \pm c$ (+ para cuando la luz viaja a la derecha o viaje de ida, y - para cuando la luz viaja a la izquierda o viaje de regreso). Bajo este hecho, se tiene, trabajando sólo en módulos de velocidades,

$$(77) \quad u'_{x+} = c - v$$

$$(78) \quad u'_{x-} = c + v$$

El observador O' mide el tiempo del viaje de ida de la luz utilizando (77) como

$$t_+ = \frac{L}{u'_{x+}} = \frac{L}{c - v}$$

y el tiempo del viaje de regreso de la luz utilizando (78) como

$$t_- = \frac{L}{u'_{x-}} = \frac{L}{c + v}$$

El tiempo total de ida y vuelta de la luz a través del brazo horizontal del interferómetro, viene dado por

$$T_1 = t_+ + t_- = 2L \left(\frac{c}{c^2 - v^2} \right)$$

la distancia total recorrida por la luz en su viaje de ida y vuelta, medida por O' es $d = 2L$.

Denotemos por $\overline{u'_x}$ la velocidad promedio de la luz de ida y vuelta en el brazo horizontal del interferómetro medida por O' , se tiene que

$$\overline{u'_x} = \frac{d}{T_1} = \frac{2L}{2L \left(\frac{c}{c^2 - v^2} \right)} = c \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right].$$

Esta velocidad promedio es distinta de la velocidad c por lo cual hay un desfase de la luz en este brazo del interferómetro.

21.1.2. Brazo vertical del interferómetro. De acuerdo a O

$$u_x^2 + u_y^2 = c^2$$

El observador O' mide la velocidad de la luz a través del brazo vertical del interferómetro de acuerdo a (77) como:

$$(79) \quad u'_y = u_y = \sqrt{c^2 - u_x^2}$$

De acuerdo O' la luz sólo tiene componente vertical U'_y , es decir, $U'_x = 0$, se sigue de la ec(76) que $u_x = v$, se tiene entonces que (79) toma la forma

$$(80) \quad u'_y = \sqrt{c^2 - v^2}$$

Ahora el tiempo que toma el rayo de luz de ida y vuelta a través del brazo vertical del interferómetro viene dado según O'

$$T_2 = 2 \frac{L}{u'_y} = 2 \frac{L}{\sqrt{c^2 - v^2}}$$

La velocidad promedio de la luz de ida y vuelta medida por O' es

$$\overline{u'_y} = \frac{d}{T_2} = c \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}$$

Se observa claramente que la velocidad promedio de la luz de ida y vuelta para cada brazo del interferómetro, $\overline{u'_x}$ y $\overline{u'_y}$ son totalmente diferentes, hecho que predice las transformaciones de Galileo.

21.2. Análisis del Experimento de Michelson-Morley utilizando transformadas de Lorentz o la TER. El análisis del experimento de Michelson-Morley bajo el contexto de la TER no se realiza en esta sección debido a que éste aparece en cualquier libro sobre relatividad especial (ver [3]) pero como es de esperarse se sabe que para la *TER*, c es constante.

21.3. Análisis del Experimento de Michelson-Morley utilizando transformaciones de Tangherlini.

21.3.1. Brazo Horizontal del interferómetro que mueve con velocidad v hacia la derecha relativa al marco del éter. Las transformadas de Tangherlini implican que en un marco privilegiado (por ejemplo, el de la radiación cósmica de fondo) el espacio es isótropo y la velocidad de la luz es c . En sistemas de referencias inerciales en movimiento con respecto a este marco privilegiado, el espacio no es más isótropo (o sea, es anisótropo, la constante dieléctrica y la permeabilidad magnética dependen de \mathbf{x} y $\mathbf{c} = \mathbf{c}(\mathbf{x})$).

De acuerdo a O' aplicando el conjunto de transformación de Tangherlini para las coordenadas espaciales y la coordenada temporal se tiene

$$(81) \quad x' = \gamma(x - vt)$$

$$(82) \quad t' = \frac{1}{\gamma}t$$

$$y' = y, z' = z. \text{ Donde } \gamma = \left[1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}}.$$

La velocidades medidas por O' viene dadas por:

$$(83) \quad u'_x = \frac{x'}{t'} = \gamma^2(u_x - v)$$

$$(84) \quad u'_y = \frac{y'}{t'} = \frac{y}{\frac{1}{\gamma}t} = \gamma u_y$$

Según O la velocidad de la luz tiene un valor de $u_x = \pm c$ (+ para cuando la luz viaja a la derecha o viaje de ida, y $-$ para cuando la luz viaja a la izquierda o viaje de regreso). Bajo este hecho, se tiene para la ec (83), trabajando sólo en módulos de velocidades,

$$(85) \quad u'_{x+} = \gamma^2(c - v)$$

$$(86) \quad u'_{x-} = \gamma^2(c + v)$$

El observador O' mide el tiempo del viaje de ida de la luz utilizando (85) como

$$t_+ = \frac{L}{u'_{x+}} = \frac{L}{\gamma^2(c-v)}$$

y el tiempo del viaje de regreso de la luz utilizando (86) como

$$t_- = \frac{L}{u'_{x-}} = \frac{L}{\gamma^2(c+v)}$$

El tiempo total de ida y vuelta de la luz viene a través del brazo horizontal del interferómetro, viene dado por

$$T_1 = t_+ + t_- = 2L \frac{1}{\gamma^2} \left(\frac{c}{c^2 - v^2} \right) = 2 \frac{L}{c}$$

La distancia total recorrida por la luz en su viaje de ida y vuelta, medida por O' es $\overline{d} = 2L$.

Denotemos por $\overline{u'_x}$ la velocidad promedio de la luz de ida y vuelta en el brazo horizontal del interferómetro medida por O' se tiene que

$$\overline{u'_x} = \frac{d}{T_1} = \frac{2L}{2 \frac{L}{c}} = c$$

que es el mismo resultado obtenido con las transformaciones de Lorentz.

21.3.2. Brazo vertical del interferómetro. De acuerdo a O

$$(87) \quad u_x^2 + u_y^2 = c^2$$

El observador O' mide la velocidad de la luz a través del brazo vertical del interferómetro de acuerdo a (84) como:

$$(88) \quad u'_y = u_y = \gamma \sqrt{c^2 - U_x^2}$$

De acuerdo a O la luz sólo tiene componente vertical u'_y , es decir, $u'_x = 0$, se sigue de la ec(83) que $u_x = v$, se tiene entonces que (88) toma la forma

$$(89) \quad u'_y = \gamma \sqrt{c^2 - v^2}$$

Ahora el tiempo que toma el rayo de luz de ida y vuelta a través del brazo vertical del interferómetro viene dado según O'

$$T_2 = 2 \frac{L}{u'_y} = 2 \frac{L}{\gamma \sqrt{c^2 - v^2}}$$

La velocidad promedio de la luz de ida y vuelta medida por O' es

$$\overline{u'_y} = \frac{d}{T_2} = \frac{2L}{2 \frac{L}{\gamma \sqrt{c^2 - v^2}}} = c$$

Se observa que utilizando las transformadas de Tangherlini se obtiene que el valor promedio de la luz de ida y vuelta por cada uno de los dos brazos del interferómetro es c , como lo muestra el resultado

$$\overline{u'_y} = \overline{u'_x} = c$$

El hecho importante aquí a destacar es que tanto las transformadas de Tangherlini como las transformadas de Lorentz arrojan el mismo resultado para el cálculo de la velocidad promedio de la luz para el experimento de Michelson-Morley. Ambas transformaciones nos dan un resultado nulo para este experimento.

En conclusión, el experimento de Michelson-Morley no es un experimento crucial para la TER ya que no puede discriminar entre la TER y las modernas teorías alternativas basadas en las transformadas de Tangherlini.

ISSN 1562-2991

Institute for Electromagnetic Research



ELECTROMAGNETIC PHENOMENA

***ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ
ЯВЛЕНИЯ***

Volume 6

January-March 2006

Number 1(16)

Crucial Test of Relativity Theory: Open Currents and Magnetic Model of Light

Contents

1. Introduction	91
2. Qualitative analysis of new crucial tests of STR	91
3. Testing Faraday's law for open currents	95
4. Phase and photon velocities in the Fizeau experiment	96
5. Wave equations for matter and light waves	97
5.1. Schrödinger equation for matter waves	97
5.2. The wave equation for light in moving media	98
5.3. The interaction <i>cm momentum</i>	98
6. Momentum flow of matter and light	99
6.1. Matter waves	99
6.2. Light waves	99
6.2.1. An alternative wave function:	99
6.2.2. Wave function acquiring a phase	100
7. Consequences of the magnetic model of light	100
8. New, non-interferometric experiment for the speed of light in moving media	101
8.1. Determining the speed of photons in a moving medium by direct measurement of the time of flight	101
9. Conclusions	102

Abstract

Fundamental tests of special theory of relativity (STR) are revised. Among crucial tests of the Faraday law we consider the experiment with a nonshielded Trouton-Noble capacitor and the nonconservation of mechanical angular momentum of an isolated charged system. As a new crucial tests of Faraday's law for open currents, the induction on a coil moving with respect to a static electric charge is outlined. The magnetic model of light propagation in moving media is considered. According to this model the phase velocity of the light wave is affected by the flow but the momentum of particles (photons) is not. Thus, the Fizeau experiment does not corroborate the addition of velocities of STR. A non-interferometric experiment of the Fizeau type represents a crucial test of the magnetic model and of the speed of photons in moving media.

1. Introduction

In this paper we wish to review in a critical way some of the experiments that support the special theory of relativity (STR) and suggest some crucial tests not yet performed, but realizable with present technology. The controversial and polemic aspects of electromagnetism and STR involved in these crucial tests touch issues that are still unclear or not well understood. Some of these issues are related to the concept of nonconservation of simultaneity, necessary to fulfill the requirement that the speed of light is constant in every inertial frame. The link with the transformations of the electromagnetic (em) fields and to the paradoxes (most of which have been 'solved') inherent to them, are discussed. STR cannot be claimed to represent a well understood and tested theory until these issues are clarified theoretically and tested experimentally.

Most of the controversial issues are related to the ether concept. Physicists who use the ether concept in modern physics claim to have met with adverse criticism and hostility, even where their work is directed towards advancing physics. The ether concept in question may concern the argument about Lorentz's and Einstein's interpretations of relativity, Stokes-Planck dragged ether theory, Dirac's ether in a quantum-mechanical context, or the modern ether related to cosmic background radiation. It may be that only some concepts of ether are wrong or not useful, so that clarification of the modern concept of ether may make it viable.

Our present suggestion for crucial tests of STR is not made to support some specific ether theory, nor are these tests to be placed within a specific controversial context. Thus, to begin with, we discuss briefly in Sec. 2 a group of experiments of electromagnetism related to STR, some of which have been considered elsewhere [1] - [4]. For these we point out, from a qualitative point of view, their range of validity and their limitations. As a result of our analysis, we show that the traditional experiments do not corroborate *directly* and/or *completely* the notion of nonconservation of simultaneity and transformation of the em fields of STR.

Of particular interest are two new proposed experiments. One is the test of the Faraday law of induction for *open* circuits or *open* currents. This law has been tested in its integral form for alternating, time-varying fields only, such as alternating current in a coil (closed current). There are no reference frames where the em fields are static. However, according to STR a static, nonuniform electric field in the laboratory frame may be seen as a time-varying magnetic field (open current) for a coil in motion. This experiment has never been performed and represents a test of the law of induction, which in this case may be used to corroborate (or not) the transformations of

the em fields of STR.

Furthermore, in revising the experiment of 1851 by Fizeau for the light speed in a moving medium, we find that, contrarily to what has been believed for more than a century, this experiment provides corroboration of the speed of the phase of the light wave but not that of the light particle (photon), so that it does not corroborate the addition of velocity foreseen by STR [4]. This result is quite important because Fizeau's experiment seems to be the only one dedicated to test the relativistic addition of velocity. A new experiment of the Fizeau type, capable of measuring the speed of photons in moving media, is outlined. This experiment represents a crucial test of the relativistic addition of velocity.

2. Qualitative analysis of new crucial tests of STR

Seeking here for new crucial tests of STR, we consider some aspects of the relativistic interpretation of classical electrodynamics that need corroboration and also point out a common misconception about the Fizeau experiment, which is taken as a proof of the addition of velocities of STR.

- a) Within the context of ether theories based on the so called Tangherlini Transformations (TT) [5], practically all the optical tests of STR can be interpreted equally well by using the TT or the Lorentz Transformations (LT) of STR [6] - [12]. Both the TT and LT transformations foresee length contraction and time dilation and are special cases of the general transformations [9]

$$x' = a(x - vt), \quad y' = by, \quad t' = dt - \varepsilon x. \quad (1)$$

LT are recovered from (1) by setting

$$a = d = \gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2},$$

$b = 1$, and $\varepsilon = \gamma v/c^2$, while TT correspond to $a = d^{-1} = \gamma$, $b = 1$, $\varepsilon = 0$. Actually, transformation (1) with $\varepsilon = 0$ are denoted as Generalized Galileo Transformations [10]. The main difference between the Generalized Galileo Transformations and the LT is that the former conserve simultaneity of events while the LT do not. We can see this from the corresponding transformations of time from a reference frame S to a moving frame S' , which are respectively

$$t' = dt \quad t' = \gamma \left(t - \frac{v}{c^2} x \right). \quad (2)$$

Thus, the main difference is related to the last term of Eq.(2), $\gamma xv/c^2$, which in STR implies the violation of simultaneity in order to assure the constancy of the speed of light c . Optical experiments that provide a null result, such as the

INFORMATION ABOUT ELECTROMAGNETIC PHENOMENA

From: "Valeriy Bolotov" <vbolotov@iemr.com.ua>
To: "gianfranco spavieri" <spavieri@ula.ve>
Subject: RE: information

Dear Dr. Gianfranco Spavieri!
Electromagnetic Phenomena journal has International Standard Serial
Number (ISSN).
It is ISSN 1562-2991.

Sincerely yours, V. Bolotov.

From: "Valeriy Bolotov" <vbolotov@iemr.com.ua>
To: "gianfranco spavieri" <spavieri@ula.ve>
Subject: RE: Referee

ABOUT REFEREEING

Dear Dr. Gianfranco Spavieri!
All the papers submitted to Electromagnetic Phenomena journal I send to
corresponding editors of our journal or to the physicists from
corresponding scientific branch to evaluate. Only after 2 positive reviews
we publish the submitted paper...

Sincerely yours, V.N. Bolotov (Deputy Chief Editor).