

**LA RELACIÓN CONTEXTO-CIENCIA: EL CASO DE LA TEORÍA DE
LA RADIACIÓN TÉRMICA DESDE LA PERSPECTIVA DE PLANCK
EN EL SIGLO XIX.**

POR

LINA MARIA GOYES CHAMORRO

Cód. 2012246028

**LINEA DE PROFUNDIZACIÓN I: LA ENSEÑANZA DE LAS CIENCIAS
DESDE UNA PERSPECTIVA CULTURAL.**

UNIVERSIDAD PEDAGÓGICA NACIONAL

FACULTAD DE CIENCIA Y TECNOLOGIA

DEPARTAMENTO DE FISICA

BOGOTA D.C 2018

**LA RELACIÓN CONTEXTO-CIENCIA: EL CASO DE LA TEORÍA DE
LA RADIACIÓN TÉRMICA DESDE LA PERSPECTIVA DE PLANCK EN
EL SIGLO XIX.**

Trabajo de grado para optar por el título:

Licenciada en física

Por:

Lina María Goyes Chamorro

Asesor:

Juan Carlos Castillo

**LINEA DE INVESTIGACIÓN I: LA ENSEÑANZA DE LAS CIENCIAS DESDE
UNA PERSPECTIVA CULTURAL**

UNIVERSIDAD PEDAGÓGICA NACIONAL

FACULTAD DE CIENCIA Y TECNOLOGIA

DEPARTAMENTO DE FISICA

BOGOTA D.C 2018

"Para las personas creyentes, Dios está al principio; para los científicos, está al final de todas sus reflexiones." Max Planck.


AGRADECIMIENTOS

A mi asesor

A mi familia a mi madre y a mi tío Ivan.

A mis hermanos Laura, Paulo y Carlitos y a los otros hermanos Andrés y Alex.


A mis tías Chely y Rosi.

 UNIVERSIDAD PEDAGÓGICA NACIONAL <small>Realidad en Formación</small>	FORMATO	
	RESUMEN ANALÍTICO EN EDUCACIÓN - RAE	
Código: FOR020GIB	Versión: 01	
Fecha de Aprobación: 10-10-2012	Página 5 de 109	

1. Información General	
Tipo de documento	Trabajo de Grado
Acceso al documento	Universidad Pedagógica Nacional. Biblioteca Central
Título del documento	La relación contexto-ciencia: el caso de la teoría de la radiación térmica desde la perspectiva de Planck en el siglo XIX.
Autor(es)	Goyes Chamorro, Lina María
Director	Castillo Ayala, Juan Carlos
Publicación	Bogotá. Universidad Pedagógica Nacional, 2018. 44 p.
Unidad Patrocinante	Universidad Pedagógica Nacional
Palabras Claves	RADIACIÓN TÉRMICA; TERMODINÁMICA; HISTORIA DE LAS CIENCIAS; RECONTEXTUALIZACIÓN; ANÁLISIS HISTÓRICO; ENSEÑANZA.

2. Descripción
<p>Generalmente cuando se abordan temáticas en torno a la enseñanza de la física moderna se hace un recorrido muy breve sobre varias de las teorías expuestas en los asuntos de los orígenes, haciendo solamente énfasis en una síntesis de productos que dejan de lado algunos elementos potenciales para la enseñanza de la física, es importante tener en cuenta que la física moderna es un campo de saberes físicos que pueden ser ampliamente estudiados y abordados en distintos escenarios escolares.</p> <p>El presente es un estudio de corte histórico en donde se expone el caso de la teoría de Radiación térmica desde la perspectiva de Max Planck, este texto se centra en mostrar como las teorías no solamente se reducen a las formalizaciones taxativas que se encuentran en los libros, y que la historia como recurso para la enseñanza de las ciencias se utiliza para la construcción de conocimiento.</p>

3. Fuentes
<p>Ayala, M. M. (2006). <i>Los análisis histórico-críticos y la recontextualización de saberes científicos. Construyendo un nuevo espacio de posibilidades</i>. Bogotá, Colombia.</p> <p>Ayala, M. M., Malagón, J. F., Romero, A., Rodríguez, O., Aguilar, Y., & Garzón, M. (2008). <i>Rodríguez, O., Romero, A., Ayala, M., Malagón, J., Aguilar, Y. y Garzón, M. Los procesos de formalización y el papel de la experiencia en la construcción del conocimiento sobre los fenómenos físicos</i>. Bogotá, Colombia: Universidad Pedagógica Nacional.</p>

 UNIVERSIDAD PEDAGÓGICA NACIONAL <small>Realidad de la Pedagogía</small>	FORMATO	
	RESUMEN ANALÍTICO EN EDUCACIÓN - RAE	
Código: FOR020GIB	Versión: 01	
Fecha de Aprobación: 10-10-2012	Página 6 de 109	

Bassalo, J. M. (s.f.). *Paradojas de la física. Parte (1)*. Obtenido de Universidad Autónoma Metropolitana: <http://www.izt.uam.mx/newpage/contactos/anterior/n33ne/pdf/parafis.pdf>

Granés, J., & Caicedo, L. M. (1997). DEL CONTEXTO DE LA PRODUCCIÓN DE CONOCIMIENTOS AL CONTEXTO DE ENSEÑANZA. 10. Recuperado el 30 de 10 de 2017, de http://www.pedagogica.edu.co/storage/rce/articulos/rce34_06expe.pdf

Kuhn. (1980). *La teoría del cuerpo negro y la discontinuidad cuantica 1894-1912*. (M. P. Larrucea, Trad.) Madrid: Alianza Editorial.

Planck, M. (1912). *The theory of heat radiation*. (M. Masius, Trad.)

Redondo Quintela, F., & Redondo Melchor, R. (3 de Mayo de Abril de 2018). Obtenido de Universidad e Salamanca: <http://electricidad.usal.es/Principal/Circuitos/Comentarios/Temas/AnguloSolido.pdf>

Sánchez Ron, J. M. (2001). *Historia de la física cuántica 1. El periodo fundacional (1860-1926)*. Barcelona: Editorial Crítica.


Sears, F., Zemansky, M. W., Young, H., & Freedman, R. (2009). *Física Universitaria con física Moderna*. Mexico: Pearson Education.

Serway, R., & Jewett, J. (2002). *Física I Texto basado en cálculo* (3ra Edición ed., Vol. I). THOMSON.

Yepéz, H. N. (Julio-Diciembre de 2013). Poincare, la mecanica clásica y el teorema de la recurrencia. *Revista Mexicana de Física E* 59 (2013) 91–100. Obtenido de <http://www.scielo.org.mx/pdf/rmfe/v59n2/v59n2a2.pdf>.

4. Contenidos

Para mostrar las anteriores afirmaciones se desarrollan la siguiente serie de 4 capítulos que recogen los propósitos de la investigación:

 UNIVERSIDAD PEDAGÓGICA NACIONAL <small>Resolución de la Presidencia</small>	FORMATO	
	RESUMEN ANALÍTICO EN EDUCACIÓN - RAE	
Código: FOR020GIB	Versión: 01	
Fecha de Aprobación: 10-10-2012	Página 7 de 109	

Capítulo 1: Contiene la ubicación y surgimiento de las preguntas de la investigación, los objetivos y las propuestas para su desarrollo, a través de la metodología y se muestran algunos de los antecedentes y referente utilizados en el trabajo.

Capítulo 2: Este capítulo se centra en mostrar aspectos históricos con el fin de acercar al lector al contexto de Max Planck donde los elementos de la ubicación espacio temporal en los que esta inmerso Planck contribuyen significativamente al desarrollo de la teoría de la Radiación Térmica, adicionalmente está planteada una actividad mental en donde el lector puede acercarse a los conceptos de producto y actividad científica.

Capítulo 3: Acorde al desarrollo de los objetivos de trabajo de investigación, se muestra a través del análisis del texto The Theory of Heat Radiation algunos criterios o situaciones que pueden ser abordados en la enseñanza de la radiación térmica a nivel introductorio.

Capítulo 4: En este capítulo se presentan algunas reflexiones sobre el análisis de los dos primeros capítulos del texto de Planck The Theory of Heat Radiation, el significado de las re-contextualizaciones y el papel de la historia para abordar teorías científicas.

5. Metodología

Las consideraciones metodológicas que guiaron el desarrollo del escrito y los posteriores capítulos, se considera que desde la enseñanza de las ciencias se establecen algunas alternativas como los recursos a la historia y filosofía que permiten la construcción de conocimiento ligada a los contextos sociales, políticos y culturales.

Hay distintas formas de acercarse al uso de la historia como herramienta, entre algunas formas están la historiografía, los estudios de corte histórico-críticos, las re-contextualizaciones, cada una de estas herramientas busca acercar al conocimiento y a interesarse por un determinado tema. No obstante, se presentaran a continuación algunos perspectivas que se considera están relacionados en la elaboración del trabajo.

Los análisis histórico-críticos, el recurso a la historia y la re-contextualización de saberes.

6. Conclusiones



- Se realizó un estudio de corte histórico, en donde se evidencia el amplio contexto cultural en el que se encontraba inmerso Max Planck, este panorama científico, donde se visualiza el quehacer científico en torno a unos intereses particulares y se establecen relaciones entre distintas teorías.
- A través del análisis del texto de Planck, se evidencia que la teoría de la radiación térmica es un proceso en el que propagación del calor, que es desarrollado por Planck, para el estudio de algunos problemas científicos en su época, tales como: El segundo principio de la termodinámica, los procesos reversibles e irreversibles, el equilibrio térmico y la entropía.
- El análisis del texto de Kuhn y Sánchez Ron, se revela la importancia e impacto que la teoría de radiación térmica tuvo, para el desarrollo posterior de la física moderna, la importancia de la teoría de la radiación térmica radica en que agrupa varios áreas de la física.
- El análisis a los dos primeros capítulos del texto original dejan ver definiciones detalladas del proceso de radiación, además, se muestran consideraciones tales como, la comparación entre los rayos de calor y los rayos de luz, las fases de la radiación, la entropía y el equilibrio térmico, se considera estos dos capítulos y su contenido apropiados para abordar en cursos introductorios de física.
- El análisis del texto de Max Planck con los recursos históricos, muestra la importancia de la teoría de la radiación térmica muestra, el origen, desarrollo y evolución de los conceptos.
- Al re.-contextualizar se logra establecer una alternativa a la enseñanza donde se muestra que el desarrollo de los conceptos responde a los contextos culturales propios de la época.
- Los estudios de corte histórico, logran contribuir a la construcción de conocimiento de temas complejos, aportando elementos de tipo disciplinar, social y cultural, el reconocimiento de los panoramas intelectuales en los que están inmersos los autores de las teorías científicas.
- Max Planck se muestra a través de la historia como un personaje de carácter perseverante, aunque los historiadores de las ciencias Thomas Kuhn y Sánchez Ron no le atribuyen genialidad como a otros científicos, reconocen la ardua labor y la disciplina que tuvo para elaborar la teoría de radiación.
- La ciencia tiene un carácter universal y aunque las distintas comunidades científicas como los ingleses, franceses y alemanes hayan desarrollado cada uno importantes teorías, hoy el

**FORMATO****RESUMEN ANALÍTICO EN EDUCACIÓN - RAE****Código: FOR020GIB****Versión: 01****Fecha de Aprobación: 10-10-2012****Página 9 de 109**

mundo entero utiliza desde las teorías de newton hasta la física moderna. Los dispositivos tecnológicos más avanzados, avances en el campo de la astronomía y la astrofísica se han dado gracias a la teoría de la radiación térmica, los campos de la salud se han favorecido a través de los estudios de radiación-materia. Por otro lado las comunidades científicas deben estar en contacto, entre más redes de trabajo se establezcan habrá un mayor avance en diferentes campos de trabajo, la pedagogía no está por fuera de estas consideraciones.

Elaborado por:	Goyes Chamorro, Lina María
Revisado por:	Castillo Ayala, Juan Carlos

Fecha de elaboración del Resumen:	08	06	2018
--	----	----	------

CONTENIDO

<u>LISTA DE FIGURAS</u>	1
<u>INTRODUCCIÓN</u>	2
<u>CAPÍTULO I.</u>	4
<u>1. CONTEXTUALIZACIÓN DEL PROBLEMA.</u>	4
<u>1.2 OBJETIVOS</u>	7
<u>1.2.1 Objetivo General</u>	7
<u>1.2.2 Objetivos Específicos</u>	7
<u>1.3 JUSTIFICACIÓN</u>	7
<u>1.4 ANTECEDENTES</u>	8
<u>CAPÍTULO II.</u>	10
<u>2. REFLEXIONES SOBRE PLANCK, EL CONTEXTO DE LA TEORÍA DE LA RADIACIÓN DE PLANCK</u>	10
<u>2.1 La Biografía de Planck desde mi punto de vista</u> ;	Error! Marcador no definido.
<u>2.2 .Antes de Max Planck.</u>	12
<u>2.3 De la mecánica clásica al electromagnetismo.</u>	14
<u>¿Cómo caracteriza Planck un resonador vibrante?</u>	19
<u>2.4 Del electromagnetismo a la estadística.</u>	20
<u>2.5 La influencia de la comunidad científica sobre los desarrollos en el trabajo de Planck.</u>	22
<u>CAPÍTULO III.</u>	26

	11
<u>3“THE THEORY OF HEAT RADIATION” 1905-1906.</u>	26
<u>3.1 La doble identidad de los rayos de calor</u>	27
<u>3.2 La vida de un rayo de calor: creación, camino y fin.</u>	29
<u>3.3 Superficies y direcciones.</u>	31
<u>3.4 El caso del equilibrio térmico</u>	32
<u>CAPÍTULO IV</u>	36
<u>LA HISTORIA COMO RECURSO PARA ENTENDER LOS CRITERIOS Y SITUACIONES EN LA TEORÍA DE LA RADIACIÓN TÉRMICA DESDE LA PERSPECTIVA DE PLANCK.</u>	36
<u>Relación metodología-teoría.</u>	37
<u>CONCLUSIONES</u>	40
<u>Referencias</u>	¡Error! Marcador no definido.

LISTA DE FIGURAS

<u><i>Figura 1. Procesos reversibles e irreversibles. tomado de (Sears, Zemansky, Young, & Freedman, 2009, pág. 674)</i></u>	16
<u><i>Figura 2 Representación de los elementos del contexto en el siglo XIX</i></u>	23
<u><i>Figuras 3 y 3. Relaciones y Conexiones. Esta figura representa la conexión entre elementos de contexto en el siglo XIX</i></u>	24
<u><i>Figura 4 Figura X Esta figura representa el amplio panorama intelectual en el que se ve inmerso Planck, la actividad científica que se da en Alemania del siglo XIX es en la un gran referente en cuanto al desarrollo de teorías en la física moderna.</i></u>	25
<u><i>Figura 5. Longitudes de onda de la luz. Recuperado el 9 de Mayo (https://drisfrutalaisica.wordpress.com/segundo-ciclo/conceptos-adicionales/)</i></u>	28
<u><i>Figura 6. (Planck, 1912)</i></u>	31
<u><i>Figura 7 (Planck, 1912)</i></u>	34
<u><i>Figura 8. (Planck, 1912)</i></u>	35

INTRODUCCIÓN

Generalmente cuando se abordan temáticas en torno a la enseñanza de la física moderna en las aulas de clase se hace un recorrido muy breve sobre varias de las teorías expuestas en los asuntos de los orígenes, haciendo solamente énfasis en una síntesis de productos que dejan de lado algunos elementos potenciales para la enseñanza de la física, es importante tener en cuenta que la física moderna es un campo de saberes físicos que pueden ser ampliamente estudiados y abordados en distintos escenarios escolares.

El presente estudio es de corte histórico en donde se expone el caso de la teoría de Radiación térmica desde la perspectiva de Max Planck, este texto se centra en mostrar como las teorías no solamente se reducen a las formalizaciones taxativas que se encuentran en los libros, y que la historia como recurso para la enseñanza de las ciencias se utiliza para la construcción de conocimiento.

Para mostrar las anteriores afirmaciones se desarrollan la siguiente serie de 4 capítulos que recogen los propósitos de la investigación:

Capítulo 1: Contiene la ubicación y surgimiento de las preguntas de la investigación, los objetivos y las propuestas para su desarrollo, a través de la metodología y se muestran algunos de los antecedentes y referente utilizados en el trabajo.

Capítulo 2: Este capítulo se centra en mostrar aspectos históricos con el fin de acercar al lector al contexto de Max Planck donde los elementos de la ubicación espacio temporal en los que esta inmerso Planck contribuyen significativamente al desarrollo de la teoría de la Radiación Térmica, adicionalmente está planteada una actividad mental en donde el lector puede acercarse a los conceptos de producto y actividad científica.

Capítulo 3: Acorde al desarrollo de los objetivos de trabajo de investigación, se muestra a través del análisis del texto *The Theory of Heat Radiation* algunos criterios o situaciones que pueden ser abordados en la enseñanza de la radiación térmica a nivel introductorio.

Capítulo 4: En este capítulo se presentan algunas reflexiones sobre el análisis de los dos primeros capítulos del texto de Planck *The Theory of Heat Radiation*, el significado de las re-contextualizaciones y el papel de la historia para abordar teorías científicas.

CAPÍTULO I.

1. CONTEXTUALIZACIÓN DEL PROBLEMA.

Durante la experiencia como estudiante de Licenciatura en Física y a través de mi acercamiento a la clase de física moderna se desarrolló mi interés en este campo, cuando se habla de los fenómenos suscritos a esta parte de la física se encuentran diferentes fenómenos entre los cuales la radiación térmica está presente, de igual manera durante el proceso de prácticas se evidencia que para la enseñanza de la física moderna se establecen tanto tiempos, como temáticas muy cortas para su abordaje, haciendo que los contenidos parezcan, fraccionados y sin sentido.

A pesar de que hay gran familiaridad con el término radiación y con fenómenos, en los cuales se supone que está presente, en la enseñanza introductoria de la física no se suele profundizar en su conceptualización, y en general lo único que se hace es mencionarlos para ejemplificar, y luego establecer algunas ecuaciones, que se supone explican la radiación. Así se deja de lado las problemáticas, los fenómenos y explicaciones físicas que permiten conceptualizar la radiación.

La enseñanza de la física sin significado cae en la percepción de no ser útil para el estudiante, si se le da un significado entonces, este se puede convertir en un elemento motivador en la clase de física. En la cotidianidad es cada vez más frecuente estar relacionado directamente o indirectamente con el término y los fenómenos de radiación, a través de los aparatos electrónicos que facilitan el diario vivir, tales como televisores, radio, teléfonos celulares, computadores, estufas, bombillas...etc. Frente a lo mencionado, estos están relacionados con ciertos fenómenos particulares, por ejemplo, la radiación térmica, radiación electromagnética, radiación lumínica, entre otros; cada uno de estos fenómenos tiene sus particularidades, pero también tiene un principio común los fenómenos anteriormente nombrados siguen los mismos principios físicos, en el presente texto se escoge el caso de la radiación térmica para hablar de dichos principios.

Por otro lado, la radiación térmica es significativa en la enseñanza de la física, primero en el campo de la termodinámica porque reúne los elementos para

explicar como en un medio estacionario el calor se propaga sin la necesidad del contacto físico, es decir, la interacción entre los cuerpos no es necesaria, además de presentar la relación entre la explicación de los procesos irreversibles, el segundo principio de la termodinámica y la entropía, así mismo las anteriores relaciones se desarrollan al introducir los campos del electromagnetismo y la física estadística al desarrollo de la radiación térmica estas relaciones fueron ampliamente discutidas por científicos en el siglo XIX, entre los trabajos que se destacan está el desarrollado por Max Planck sobre la radiación térmica.

El trabajo de Max Planck, es una descripción detallada del comportamiento de la energía en un sistema a través del caso de la radiación térmica que sobresale no sólo porque se establecen las relaciones entre el segundo principio de la termodinámica y los procesos reversibles e irreversibles, sino que además deja como resultado la cuantización de la energía que es una de las concepciones base en la teoría de la física moderna y la cuántica, siendo este trabajo tan importante para la física no escapa de los intereses de la pedagogía.

Además de las anteriormente mencionadas dificultades para abordar los temas de la radiación por cuestiones de contenido y tiempo, al retomar la teoría de la radiación térmica se puede presentar un problema de descontextualización¹, por lo tanto es necesario desarrollar alternativas para su enseñanza. Los temas relacionados con el concepto de radiación, en particular la radiación térmica, son poco abordados en la educación media, aunque están presentes en diversas temáticas de la física y, se supone que deben ser estudiados frente a estándares de ciencia; Ahora bien los aspectos relativos a la conceptualización de la radiación, en general aunque son referenciados, en los diferentes textos introductorios de la física, suelen reducirse a ecuaciones y aplicaciones de las mismas, sin reparar en los fenómenos que estos implican, ni en su formalización²; esto lo afirma Ayala y otros (2008) *la formalización de los fenómenos físicos se confunde con la mera aplicación de fórmulas y algoritmos matemáticos a las teorías.*

¹ descontextualización:

² Formalización:

Si bien el uso y aplicación de las ecuaciones puede ser útil para la enseñanza de la física en tanto permite ilustrar y ejemplificar los conceptos y fenómenos, la física no se reduce simplemente a este ejercicio, sino, es fundamentalmente la construcción, organización y formalización de los fenómenos. Es importante resaltar que una de las alternativas para la construcción, organización y formalización se hace en contextos históricos y científicos particulares, que definen las problemáticas físicas a ser abordadas y la forma en que son teorizadas.

Estos argumentos muestran la posibilidad de investigación para la enseñanza de la física desde una perspectiva histórica y conceptual:

El estudio de los textos originales adquiere especial relevancia. El análisis de textos y fragmentos a través de los cuales los mismos científicos dieron a conocer públicamente sus propuestas teóricas y sus resultados contribuye a comprender que los conceptos que usualmente son presentados en la enseñanza de manera acabada, tuvieron un génesis y proceso de desarrollo para haber sido aceptados por la comunidad científica. El conocimiento de está génesis y proceso permite enriquecer los conceptos flexibilizándolos y proporcionando nuevos significados y relaciones. (Ayala, M. *et al.*, 2008, p. 11).

A partir de las anteriores ideas se ve la pertinencia y la necesidad de abordar el trabajo de Planck en relación con la radiación térmica, trabajo que presenta reflexiones y organizaciones particulares sobre el fenómeno y cuyas características se asocian bajo la clasificación del espectro electromagnético y muestran que, si bien se nos presenta los conceptos de radiación ya elaborados, permiten ver los procesos de génesis, problemática y un desarrollo para consolidarse como valido ante la comunidad científica.

De lo descrito anteriormente emerge la siguiente pregunta problema:

¿Qué aspectos de la configuración del fenómeno de radiación térmica, desde la perspectiva de Planck, permiten elaborar criterios y situaciones de estudio para la enseñanza de la radiación térmica en cursos introductorios de física?

1.2 OBJETIVOS

1.2.1 Objetivo General

Realizar un estudio de corte histórico, del trabajo de Planck, que permitan elaborar criterios y situaciones de estudio para la enseñanza de la radiación térmica en cursos introductorios de física.

1.2.2 Objetivos Específicos

Hacer un análisis del texto de Planck, con el fin de configurar situaciones y fenómenos relacionados con la radiación térmica.

Plantear criterios, a partir de la indagación de algunos trabajos de Planck, para la enseñanza del fenómeno de radiación en cursos introductorios de física.

Diseñar situaciones de estudio que permitan abordar el concepto de radiación en cursos de física a nivel introductorio.

1.3 JUSTIFICACIÓN

Desde la Licenciatura en Física en donde se abordan diversos temas de física moderna en el espacio de formación el quinto semestre Laboratorio de Física Moderna, se presenta un énfasis a la actividad experimental, esta actividad se complementa parcialmente con la teoría desarrollada y la historia de cada experimento. Desde mi punto de vista los trabajos en torno a la re-contextualización de saberes aportan significativamente a la hora de tratar sobre ciertos temas, en este caso en la física moderna porque muestran un panorama de la actividad científica que permite crear relaciones entre las teorías y el desarrollo experimental, así mismo son una alternativa y a la vez un complemento para establecer distintas formas de construcción de conocimiento, estableciendo conexiones entre el campo disciplinar, social y cultural.

Por otra parte, mi experiencia en las prácticas pedagógicas me permite evidenciar que las temáticas en torno a la física moderna son escasas en el aula y cuando se abordan, se hace sólo las síntesis de las teorías en la formalizaciones

matemáticas, así los temas se presentan como poco significativos para los estudiantes, los estudios de corte histórico brindan elementos para profundizar en dichas síntesis, mostrando por ejemplo las motivaciones, problemas científicos, contextos culturales, detrás de las teorías y la actividad científica alrededor de estas, es así como los estudios históricos se establecen como herramientas que fortalecen la construcción de conocimiento.

La línea de investigación la enseñanza de las ciencias desde una perspectiva cultural, cuyo enfoque se centra en mostrar el conocimiento como una construcción compleja que está ligada al contexto se ha fortalecido en cuanto a trabajos histórico- epistemológicos, para el presente trabajo se toman algunos elementos de los anteriores estudios y se establece una relación entre la teoría de la radiación térmica de Max Planck y el contexto científico del Siglo XIX.

1.4 ANTECEDENTES

Para proceder al desarrollo del trabajo se recurre a fuentes que permiten enfocar las temáticas que se quiere desarrollar como la re-contextualización de saberes, la radiación térmica y la enseñanza de la física moderna.

Uno de los trabajos que se desarrolla en la Universidad Pedagógica Nacional en el tema de Re-contextualización de Saberes es: **Diseño y construcción de un equipo experimental para el estudio de la radiación térmica** (2013) Universidad Pedagógica Nacional elaborado por Eduardo Bautista y Cindy Osorio (2013) trabajo asesorado por el profesor Francisco Malagón. En el presente trabajo se destacan algunos elementos históricos del siglo XIX en donde se muestran aspectos en torno al trabajo experimental. Este trabajo aporta al presente texto porque se muestra la actividad científica enfocada hacia lo experimental ya que también es el diseño de un equipo experimental para el estudio de la radiación térmica, este trabajo es un complemento ya que en esta investigación se enfoca al desarrollo teórico en torno a la radiación térmica, sin embargo, los desarrollos llevados a cabo por los físicos experimentales van de la mano con los avances de las teorías desarrolladas por Max Planck.

En el siguiente trabajo de la Universidad Nacional de Colombia sede Medellín de maestría en Enseñanza de las Ciencias Exactas y Naturales titulado **Experiencia en el aula: Utilización de teléfonos móviles para la comprensión de la radiación electromagnética con estudiantes de noveno grado de la Escuela Normal Superior María Auxiliadora del municipio de Copacabana** (2015) Antioquia. Elaborado por Yovany Alberto Londoño Echavarría. Y asesorado por M. Sc. Sigifredo Solano González, se muestra una propuesta de enseñanza que aborda temas referentes a la radiación electromagnética y trata de familiarizar el término a través de experiencias con celulares, esta tesis es implementada en noveno grado, mostrando los posibles escenarios educativos para el desarrollo del tema de la radiación de una manera significativa.

El libro **La teoría del cuerpo negro y la discontinuidad cuántica 1894-1912** publicado por Thomas S. Kuhn, este es quizá es el antecedente más importante en el trabajo porque se encuentra descrito el contexto científico y cultural de Max Planck, también se abordan las discusiones y problemas científicos, la ubicación temporal de los trabajos de Planck y elementos de tipo disciplinar que permiten entender mejor el origen de la teoría de la radiación térmica y sus consecuencias.

Finalmente el libro **Historia de la física cuántica I. El periodo fundacional (1860-1926)**, publicado por José Manuel Sánchez Ron en el año 2001, este historiador de las ciencias contribuye a la investigación con elementos del contexto cultural de la teoría de la radiación térmica ya que describe el entorno y las teorías de Kirchhoff y Planck.

CAPÍTULO II.

2. REFLEXIONES SOBRE PLANCK, EL CONTEXTO DE LA TEORÍA DE LA RADIACIÓN DE PLANCK

En la segunda mitad del siglo XIX la teoría mecanicista y el principio de conservación de la energía, tienen una gran acogida por los científicos de la época, establecen las bases de lo que hoy en día conocemos como mecánica estadística, que hace uso de modelos cinético moleculares para la explicación de fenómenos tales como los termodinámicos; además los trabajos de Faraday, Maxwell, Hertz, plantean la existencia de las ondas electromagnéticas, estos permiten la consolidación de la teoría electromagnética de campos, que constituyen las teorías que orientan el desarrollo de la física, además de plantear los problemas que resultan relevantes para la comunidad científica de esta época; sin embargo, estos campos se encontraban dispersos, ya que cada uno tiene sus propios objetos de estudio, es decir no había un problema científico que pudiera vincular estos campos de desarrollo de la física.

Los aportes a la física moderna que se desarrolla a lo largo del siglo XIX con Wien, Rayleigh, Einstein, Boltzman, Kirchhoff, Helmholtz, Hertz, entre otros personajes, destacados por sus grandes contribuciones a la física, eran parte de una comunidad científica, que promovía e influenciaba los grandes debates del mundo científico en su época, contribuyen significativamente al desarrollo de la teoría de la radiación térmica, desde diferentes aspectos, que viene a consolidarse con los trabajos de Planck, “Entre finales de 1894 y el término de 1900, la labor del físico alemán Max Planck(1858-1947) estableció vínculos novedosos entre tres líneas de investigación científica del siglo XIX. Inesperado producto de su interacción fue la teoría cuántica...” (Kuhn, 1980, pág. 21). El trabajo de Max Planck, sobre la radiación térmica, permite vincular los campos de la física existentes en la época, la Termodinámica, el electromagnetismo y mecánica estadística, además, de aportar algunas de las bases para el desarrollo subsecuente de la mecánica cuántica. El desarrollo de la teoría de radiación térmica de Planck rescata aspectos de interés en la física, y deja ver como Planck toma elementos de los campos anteriormente nombrados para poder ampliar su investigación y aplicarla a los problemas como el cuerpo negro y la radiación natural, dicha

investigación que se desarrolla en el periodo de 1894-1906 da como resultado las teorías expuestas en el libro *The Theory of Heat Radiation* publicado en el año de 1906 el cual se analizará posteriormente.

Es necesario para este estudio hacer una revisión de los aspectos socio-políticos que también aportaron en su investigación, como por ejemplo: los intereses del Reich en Alemania en el siglo XIX. Alemania buscaba establecerse como una potencia industrial, por lo tanto la ciencia y la tecnología eran indispensables en este asunto, ya que se ocuparan de los problemas físicos y tecnológicos, algunos de los temas de interés para la época eran la elaboración de sistemas de unidades, para este propósito el Imperio Alemán estableció en Berlín dos instituciones que concentraron a un gran número de importantes científicos que contribuirían significativamente a la teoría de Radiación de Planck tanto desde lo teórico, como lo experimental.

Ahora bien, considerando la ubicación espacio-temporal de Planck en el siglo XIX, aspectos importante para el desarrollo de la teoría de la radiación, entre los cuales se destacan los elementos culturales: los lugares, las instituciones y los personajes como aspectos a resaltar, en este sentido los estudios de corte histórico permiten profundizar en la búsqueda de dichos aspectos como muestra Kuhn:

El traslado a Berlín colocó a Planck, huelga decirlo, no sólo en el centro de la física germana sino, más claramente aún, en lo que poco después sería el centro mundial de investigación teórica y experimental sobre la radiación negra. Wien, Lummer, Pingsheim, Rubens y Kurlbaum trabajaban todos ellos allí en la Universidad, en la Technische Hochschule o en la Physikalish- Technische Reichsanstalt, en la localidad vecina de Charlottenburg. (Kuhn, 1980, pág. 37)

Como se mostrara posteriormente esta y otra serie de hechos de orden socio-político y cultural están vinculados al desarrollo de la teoría de la radiación térmica, el siguiente análisis está relacionado con el texto de Thomas Kuhn "*La teoría del cuerpo negro y la discontinuidad cuántica 1894-1912*", esto proporciona elementos para el análisis del libro "*The Theory of Heat Radiation*", que sin una previa investigación, se leería de manera descontextualizada. A continuación se dará paso a un pequeño resumen sobre Planck.

Si se pudiera describir a Max Planck desde la física sería como un camaleón capaz de evolucionar de una teoría a otra, es decir, su paso desde el mecanicismo-electromagnetismo-mecánica estadística marca un poco el carácter evolutivo de Max Planck.

2.1 .Antes de Max Planck.

Es necesario que se mencionen, por ejemplo, la idea de que un cuerpo emite y absorbe energía a ciertas temperaturas (cuerpo negro), la idea de ondas electromagnéticas, ciertas relaciones entre la luz y el calor, la teoría cinética de los gases, las perspectivas mecanicistas, energetistas y otra clase de discusiones científicas, son importantes y deben mencionarse porque inciden en el pensamiento no solo de un científico sino de la comunidad científica, es decir, que lo anterior determina hacia donde se mueven las líneas de investigación como veremos más adelante.

2.2 La Biografía de Planck desde mi punto de vista

Max Planck nace en Kiel Alemania en 1858, donde obtiene sus primeros años de formación y se gradúa a los 16 años de edad, en el año de 1874 entra a la Universidad de Múnich a estudiar física, se entrega y dedica al estudio de la física, en este tiempo en el que Planck se inicia en la física la teoría predominante es la *mecánica newtoniana*.

La teoría *mecanicista*, había sido exitosa en el planteamiento y explicación de algunos fenómenos físicos como el movimiento de los cuerpos, pero empezaban a aparecer nuevos campos de investigación como la termodinámica (campo fenomenológico) en donde la perspectiva mecanicista no podía satisfacer totalmente los problemas que se presentaban, sin embargo, los físicos adscritos a esta perspectiva se resistían a cambiar su posición, esto debido a que desde este punto de vista, las explicaciones desde el mecanicismo de cierta manera poseían un carácter verdadero, muchas de las investigaciones de este periodo están condicionadas por la filosofía.

Desde el año de 1874, y durante los siguientes tres años, Planck estudió física en la Universidad de Múnich, donde inicia sus estudios sobre la mecánica del calor, después pasó un año en Berlín, donde asistió a las clases de Helmholtz y Kirchhoff. Ambos—escribe en su *Autobiografía científica*—le atrajeron poderosamente, como personas; por otro lado el contacto con ellos y con el círculo de Berlín << ampliaron no poco [su] horizonte científico>>. (Kuhn, 1980, pág. 33)

En 1875 Planck pasa un año en Berlín donde se relaciona con dos personajes: Gustav Kirchhoff³ y Hermann von Helmholtz de quienes recibe clases y se convertirían en conexiones importantes en su futuro como científico y catedrático de la Universidad de Berlín-

El anterior párrafo tomado del texto de Kuhn, permite reconocer uno de los principales problemas que aborda Planck, cuando se involucra con la teoría del cuerpo negro o radiación negra al emprender la tarea de reconciliar el segundo principio de la termodinámica con la mecánica newtoniana y además nos permite ver como acercarse a la comunidad científica de Berlín influye en el camino que va tomando la investigación posterior.

Una de las bases del trabajo de Planck entorno a la radiación negra, es el trabajo de Kirchhoff a quien se le atribuye la creación del concepto de cuerpo negro, un cuerpo emite rayos de calor, esta emisión depende sólo de la naturaleza y la temperatura del cuerpo emisor, más no del cuerpo sobre el cual cae la radiación, todos los cuerpos emiten incluso si no se sienten efectos de su emisión, al emitir rayos de calor la temperatura del cuerpo emisor decrece, a menos que el sistema sea compensado, es decir que si el sistema emite y absorbe la misma cantidad puede estar en equilibrio térmico (Sánchez ron, 2001)

En el anterior fragmento expuesto “*Historia de la física cuántica: el periodo fundacional (1960-1926)*”, permite describir una de las bases de la investigación de Planck al tratar de explicar las propiedades de absorción y

³ Gustav Kirchhoff (1824-1887) Anexo I.

emisión de un cuerpo y el comportamiento de la energía en un sistema que llega al equilibrio térmico⁴.

Hasta aquí se ha desarrollado algunos conceptos y consideraciones con las que Planck está familiarizado, se mostrara más de la continuidad del desarrollo de su investigación a través de tres etapas: el mecanicismo, el electromagnetismo y la física estadística.

2.3 De la mecánica clásica al electromagnetismo.

Como ya se ha mencionado antes, Planck emprende su investigación sobre el cuerpo negro desde la perspectiva de la mecánica en 1894, había seguido muy de cerca el trabajo de científicos como R. Clausius y uno de sus fuertes era la termodinámica, el trabajo de Clausius permite a Planck determinar una primera concepción de la entropía: como una magnitud que representa la unidireccionalidad⁵ en los procesos y está más relacionada con el segundo principio de la termodinámica; la idea de que los procesos se transforman en una sola dirección, están completamente relacionados con la energía del sistema. Las palabras del Lord Kelvin para definir la proposición de Clausius (como se citó en Sánchez ron, 2001) son las siguientes: No es posible para una maquina autopropulsada transmitir calor de un cuerpo a otro con una temperatura más elevada, sin ayuda de un agente exterior

La termodinámica había sido su primer amor y su hacer en este terreno era bien conocido antes de dedicarse por primera vez a los treinta y seis años al electromagnetismo. En un principio, el papel del electromagnetismo era instrumental: las ecuaciones de Maxwell proporcionaban herramientas conceptuales con las cuales resolver los problemas termodinámicos, sobre todo el problema de la radiación negra (Kuhn, 1980, pág. 31)

⁴**Equilibrio térmico:** Desde la Física clásica el equilibrio térmico es natural, no se requiere explicación de porqué los sistemas llegan a dicho estado.

⁵ **Unidireccionalidad:** hace referencia a la irreversibilidad; los procesos se dan en una sola dirección.

En 1879 Planck presenta en la universidad de Múnich una tesis doctoral sobre el trabajo de Clausius, su conocimiento y difusión de los principios de termodinámica le otorgaron la plaza como catedrático en la universidad de Kiel en 1885 y en 1888 reemplazo a quien fue su maestro Gustav Kirchhoff en la Universidad de Berlín, este cambio significó para Planck un acercamiento a la élite de la comunidad científica, para esta época se estaba abordando el problema del cuerpo negro o radiación negra. Además del cuerpo negro uno de los aportes que más adelante marcaron el paso de Planck a la mecánica estadística fue el trabajo de Gustav Kirchhoff en su publicación *Lecciones sobre teoría del calor*, Kirchhoff a diferencia de Planck siguió el desarrollo de la teoría cinética de los gases y a sus principales contribuidores Maxwell y Boltzmann, estos dos personajes se estaban ocupando del campo de la teoría cinética de los gases y del estudio de los procesos reversibles e irreversibles.

Desde la perspectiva de la mecánica clásica, las ecuaciones en el problema del cuerpo negro tienen un obstáculo, violan continuamente el segundo principio de la termodinámica, cabe resaltar que las ecuaciones en la mecánica clásica tratan solamente con procesos reversibles porque no tienen un carácter unidireccional. Demostrar el carácter de la unidireccionalidad de los procesos es lo que guiara a Planck a encontrarse de frente con la posibilidad de tratar la función de entropía para resolver dichos planteamientos.

Para ejemplificar, si se analizaran el flujo de calor de un cuerpo A que está a una determinada temperatura T_a a un cuerpo B con menor temperatura (proceso irreversible) la ecuación plantearía que es posible el flujo de calor vaya del cuerpo B con menos calor al cuerpo A con más calor. Planck hace una analogía de esto: “la transmisión de calor desde una temperatura más baja hasta otra más alta venía a ser como la caída de un peso desde una altura menor a otra mayor” (Kuhn, 1980, pág. 36). Un proceso que se denomina irreversible, es un proceso espontaneo o que sucede de manera natural y donde no hay gasto de energía, mientras que un proceso reversible, es un proceso que sucede sólo si hay una fuerza externa que lo haga posible.

El anterior ejemplo muestra los procesos reversibles e irreversibles, estos procesos son otras bases del trabajo de Planck, como la demostración del

segundo principio de la termodinámica y radiación de cuerpo negro, donde se configuran todas las discusiones científicas, primordialmente en el campo de la termodinámica clásica. Sin embargo, el punto de vista clásico se va a empezar a poner en duda por el surgimiento de otras teorías.

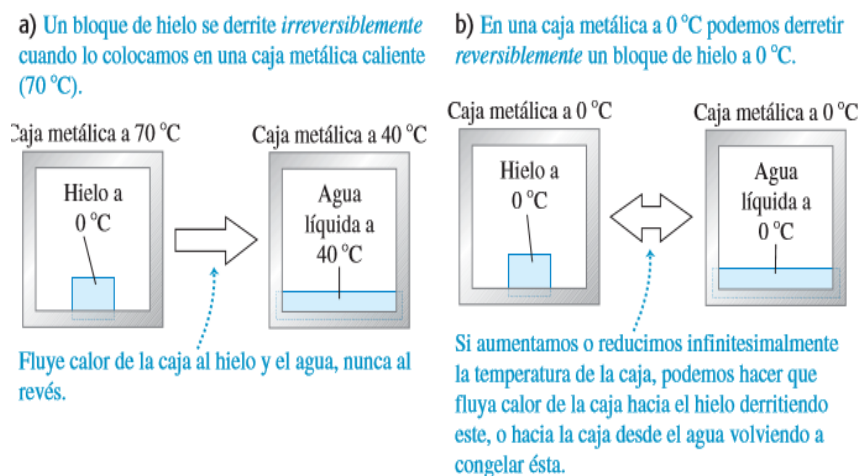


Figura 1. Procesos reversibles e irreversibles. tomado de (Sears, Zemansky, Young, & Freedman, 2009, pág. 674)

La termodinámica es un campo fenomenológico que permite demostrar experimentalmente que los procesos reversibles no son posibles y que los cuerpos y sistemas que radían no ceden toda la energía, sino que tienden con el tiempo a llegar al equilibrio térmico, pero no se había desarrollado una explicación para los anteriores casos. Para mostrar el contexto, Planck se enfrentó a demostrar:

- El principio de conservación de energía se cumple en todos los sistemas.
- Los procesos que se dan en la naturaleza son de carácter irreversible y se deben establecer formalizaciones matemáticas que no sean de carácter invariante.
- Explicar el equilibrio Térmico (¿por qué si un cuerpo radía y cede su energía, no la cede por completo, sino que llega al equilibrio térmico).

Por otra parte se presenta una crítica muy fuerte al mecanicismo clásico, desde la perspectiva molecular, para esta época hay otros tipos de pensamiento como por ejemplo el medio como continuo; Pensar en un medio continuo implica dejar de lado la perspectiva mecanicista clásica en donde la interacción física se

da en los cuerpos y se pasa a darle un protagonismo al medio. Este pensamiento pudo haber influenciado a Planck en pensar en la teoría electromagnética como una continuación de la mecánica, pero sin la formulación atomista., es decir, Planck va a adoptar en el electromagnetismo una mirada de campos, pero también es probable que muchas de las ideas al tratar al electromagnetismo, como una extensión de la teoría mecánica clásica se haya dado por la influencia de la comunidad científica, se pueden comparar la anterior consideración en escritos de científicos como Hertz, Helmholtz y Lorentz.

Kuhn deja ver una de los principales controversias acerca del problema en esta época, en el siguiente fragmento en donde Planck habla de la postura de su ayudante Zermelo, quien reafirma que el segundo principio no admite demostraciones mecánicas:

Planck (como se citó en Kuhn, 1980) “Sin embargo, Zermelo va más lejos [Que yo], y pienso que incorrectamente. Cree que el segundo principio, considerando como una ley natural, es incompatible con cualquier visión mecánica de la naturaleza. Pero el problema se torna esencialmente diferente si uno considera materia continua en lugar de masas puntuales discretas como las moléculas de la teoría de los gases. Creo y espero que se pueda encontrar una significación estrictamente mecánica del segundo principio por este camino, pero el problema es harto difícil y requiere su tiempo.

La anterior cita ejemplifica las discusiones permanentes que Planck sostenía con sus colegas, algunas de las más importantes fueron denominadas: “la paradoja de Lochsmidt”⁶ y “Paradoja de la recurrencia”⁷

⁶ Todo proceso con aumento de entropía implica uno análogo, como las velocidades de las partículas, en el cual la entropía disminuye; esto lleva a que el aumento o la disminución de entropía depende sólo de las condiciones iniciales del sistema (Bassalo).

⁷ Lo que el teorema de la recurrencia significa es que cualquier sistema dinámico con una cantidad fija de energía y confinado a un volumen finito, tendrá que regresar, tras un tiempo lo suficientemente grande, a un estado arbitrariamente próximo a su estado inicial. Este resultado contradice directamente las hipótesis en que se basa la mecánica estadística, por ello es conocido como la paradoja de la recurrencia. (Yepéz, 2013)

Puede que Planck haya adoptado la postura electromagnética al pensar el electromagnetismo, como una continuación a la postura mecánica se describió previamente la influencia de la comunidad científica este abordando la idea de campos y ondas electromagnéticas.

Si bien se ha dicho que el enfoque final de la investigación de Planck es un enfoque estadístico, hay que aclarar que antes de pasar al campo de la estadística, Planck aborda un enfoque electromagnético al tratar de explicar que la función de entropía demuestra la unidireccionalidad en la naturaleza y el equilibrio térmico, para resolver estos problemas Planck expone la idea del resonador vibrante.

Considerar entonces que la cavidad de cuerpo negro estaba formada por una colección de osciladores cargados. De esta manera, el problema de entender cómo se obtiene el estado de equilibrio pasaba a plantearse en términos de procesos de interacción de ondas electromagnéticas y osciladores (...) Planck intentaba explicar el crecimiento de la entropía total, de cuya validez universal no dudaba, relacionando la irreversibilidad que contenía con otras leyes fundamentales. En concreto, quería desarrollar una teoría macroscópica basada en electromagnetismo, esperando obtener el principio de irreversibilidad (crecimiento de entropía) como parte de esa teoría. El problema de la radiación de cuerpo negro se prestaba de manera magnífica para este propósito. (Sánchez Ron, 2001, pág. 130)

“El problema era ahora demostrar la irreversibilidad podía caracterizar a un sistema gobernado por fuerzas conservadoras. Para elaborar una solución abandonó además las ecuaciones de la mecánica y se fijó en las que gobiernan el campo electromagnético. A estas alturas este segundo paso no suponía una gran zancada para Planck. Había elegido el problema del cuerpo negro porque su principal especialidad, la termodinámica era allí de incuestionable importancia” (Kuhn, 1980, pág. 51)

Planck hacía comparaciones entre el comportamiento de un resonador acústico y un resonador vibrante, este tipo de analogías permite pensar en que Planck le da un papel al medio en el que se transporta la energía. Estas

asociaciones en donde Planck está pensando el sonido como una onda, que necesita un medio para propagarse, esto muestra los momentos en los que empieza a adentrarse a los conceptos de onda y campo electromagnético para el tratamiento del problema de la radiación; el fenómeno de resonancia aplicado a la mecánica también puede aplicarse al electromagnetismo, cambiar la variable de longitud de onda por la frecuencia también se presenta conveniente en esta etapa.

Planck (como se citó en (Sánchez Ron, 2001))“Como vía directa a la solución se insinuaba el empleo de la teoría electromagnética de la luz formulada por Maxwell. Me imaginé, en concreto, que la cavidad estaba llena de osciladores o resonadores lineales simples débilmente amortiguados con diferentes periodos propios, y supuse que el intercambio de energía entre los osciladores debido a la radiación emitida de unos a otros conduciría con el tiempo al estado estacionario de distribución normal de la energía predicha por Kirchhoff.”

¿Cómo caracteriza Planck un resonador vibrante?

Entre los años de 1895 y 1896 Planck se dedica a estudiar y a desarrollar una idea que podría dar luces sobre los procesos de irreversibilidad y propone un resonador vibrante. Todos los cuerpos tienen una frecuencia natural, cuando dos cuerpos tienen la misma frecuencia natural se produce el fenómeno de resonancia, el fenómeno de resonancia se puede aplicar tanto a la mecánica como al electromagnetismo, ejemplo: el sonido y la luz. Entendiendo la idea de Planck como un cuerpo teórico que cumple con las leyes de Kirchhoff que permiten que la forma, tamaño y material del cuerpo sobre el que recae la radiación no interesen; Un modelo de un cuerpo que es capaz de absorber energía y emitirla y cuya principal característica es que en ese proceso de emisión-absorción, el cuerpo pueda alterar características de la onda incidente transformando por ejemplo: una onda plana a una onda esférica, y aún más apropiado que el resonador después de un tiempo los resonadores van a llegar al equilibrio térmico, .

Este planteamiento del resonador como un recurso matemático solo cumple su objetivo si se tienen condiciones iniciales adecuadas, sin embargo, este modelo fracasa ante la admisión de que para que el modelo funcione se deben tener condiciones específicas para las formalizaciones matemáticas realizadas por

Planck, por lo cual se ve obligado a recurrir a la estadística. Cabe resaltar que la principal característica del resonador, es la del amortiguamiento, el objetivo en esta etapa de su investigación continua siendo demostrar que la intensidad de radiación (K) tiende irreversiblemente al equilibrio. Para esta etapa Planck ya ha configurado el campo electromagnético donde se encuentra el resonador y está a muy poco de lo que sería su teoría de la radiación térmica, en un intento más de resolver los problemas planteados hasta ahora, Planck se ve cada vez más cerca de la teoría planteada por Boltzmann.

2.4 Del electromagnetismo a la estadística.

El nuevo enfoque estadístico gira entorno a los siguientes aspectos culturales, el primero es el constante desarrollo de la física experimental en el que se ponían a prueba las distintas teorías de distribución los amplios debates científicos que Planck sostenía con científicos como Boltzmann sobre el uso de las ecuaciones del electromagnetismo, sin embargo, esto no le impide definir ciertos aspectos en torno a la teoría de radiación térmica, aunque ya se habían sugerido el resonador vibrante y configurado las definiciones fundamentales en el proceso de radiación, ahora bien, la teoría seguía sin poder coincidir con los resultados experimentales. “El escollo fue que las ecuaciones de la electrodinámica no podían conducir a una situación de equilibrio más de lo que podían hacer las ecuaciones de la mecánica; ambas eran, en última instancia, simétricas en su relación con pasado y futuro (invariantes con respecto a una inversión temporal), y para evitarlo era preciso recurrir a suposiciones estadísticas.” (Sánchez Ron, 2001, pág. 131).

Sobre el obstáculo para demostrar la irreversibilidad en los anteriores dos campos Kuhn escribe: “Estén o no presentes los resonadores, tanto las ecuaciones de Maxwell como las condiciones contorno sobre su solución son invariantes bajo la inversión temporal.” (Kuhn, 1980, pág. 100).

El anterior obstáculo obliga a Planck a buscar otro camino para investigar el problema de la irreversibilidad. Para este tiempo Planck ya había abordado algunos de los trabajos desarrollados por Boltzmann, y a partir de debates y discusiones académicas con él, admite una hipótesis especial en los procesos de

radiación irreversibles, introduciendo el concepto de radiación natural. En la siguiente etapa Planck se encaminaría a proporcionar una prueba de que todos los procesos de radiación natural son irreversibles bajo cualquier condición.

“El oscilador solo reaccionaba a los mismos rayos que eran capaz de emitir y no se mostraba ni mínimamente sensible a zonas vecinas del espectro. Además, mi suposición de que el oscilador podía ejercer una acción unidireccional y por tanto irreversible sobre la energía del campo circundante provocó la enérgica oposición de Boltzmann, quien, con su curtida experiencia en estas cuestiones, procedió a demostrar que, según las leyes de la dinámica clásica, cada uno de los procesos que yo consideraba podía transcurrir en el sentido opuesto...” (Sánchez Ron, 2001, pág. 131)

Planck en 1897 empieza un programa de trabajo que consta de 5 entregas titulada << *Sobre los procesos de radiación irreversibles*>> en donde decide emprender la perspectiva estadística e integrarla a sus anteriores investigaciones, este cambio de rumbo en su investigación junto con los desarrollos de teorías de distribución elaboradas por Wien le dan a Planck las herramientas para llegar a la “ley de radiación de Planck” en donde la entropía que se definió previamente bajo la perspectiva de Clausius pasa a ser una entropía que se toma desde la estadística: “el estado más probable” en este campo la entropía ya no se relaciona con la temperatura, sino con la energía interna del sistema así pues Planck escribe:

“Conseguí excluir estos peculiares procesos...introduciendo una condición especial: la hipótesis de la radiación natural, la cual, en tanto que garantiza la irreversibilidad de los procesos de radiación, desempeña en la teoría de radiación el mismo papel que la hipótesis del desorden molecular en la teoría cinética de los gases. Pero los cálculos mostraban de manera clara que, para completar el punto clave de toda la cuestión, faltaba un eslabón esencial” (Sánchez Ron, 2001, pág. 132)

El término de radiación natural es el termino análogo de el teorema H de Boltzmann , este fue un gran paso para finalizar la investigación de Planck, en esta etapa Planck alcanza su meta de probar que la entropía no como la definición clásica anteriormente mencionada, sino como el estado más probable que puede

explicar cómo se da la distribución de la energía en los sistemas. El último paso de la investigación se da cuando Planck asume la energía no cómo continua sino cómo discreta, a partir de esto será recordado y reconocido por algunos cómo el padre de la mecánica cuántica y por otros como el hombre que posibilitó un cambio en la ciencia del Siglo XIX.

En 1906 Planck publica el libro “The Theory of Heat Radiation,” donde expone el resultado de sus investigaciones desde 1894, dando paso a nuevas teorías como la del cuanto o cuantización de la energía.

2.5 La influencia de la comunidad científica sobre los desarrollos en el trabajo de Planck.

Así como en Londres se desarrolló la ciencia alrededor de la Royal Society que contaba con personajes reconocidos como Newton. Los alemanes tenían dos centros de investigaciones muy importantes, en donde la elite de los científicos se congregaba, la primera ubicada en Berlín era la Universidad de Technische Hochschule y a pocos kilómetros la Physikalisch- Technische Reichsanstalt este último, dirigido por Hermann von Helmholtz maestro de Henri Hertz y de Planck.

Alrededor de estos dos institutos se combinan una red de conexiones entre científicos y hechos que influyen a Planck, los científicos están respondiendo a problemas, necesidades e intereses de su contexto, para este caso específico la comunidad científica de los dos lugares anteriormente nombrados estaban enfocados en el área de la metrología.

Esta comunidad agrupaba físicos teóricos como Planck, Wien, Jeans cuyo propósito era el estudio de la función de distribución de la energía, otra comunidad que se dedicaba al campo de la experimentación en esta época tenía un enfoque hacía el cuerpo negro, científicos como Otto Lummer, Ernst Pringsheim, Ferdinand Kurlbaum y Heinrich Rubens, hicieron grandes aportes a la física experimental y tuvieron un papel fundamental en el desarrollo de la distribución de la energía, los trabajos teóricos y experimentales iban de la mano, mientras los físicos experimentaban calentando cuerpos y midiendo la intensidad de radiación desde el infrarrojo hasta el ultravioleta, los teóricos desarrollaban las

ecuaciones que explicaban este comportamiento, estos hechos en la historia de la ciencia están plasmados principalmente en los libros de física moderna.

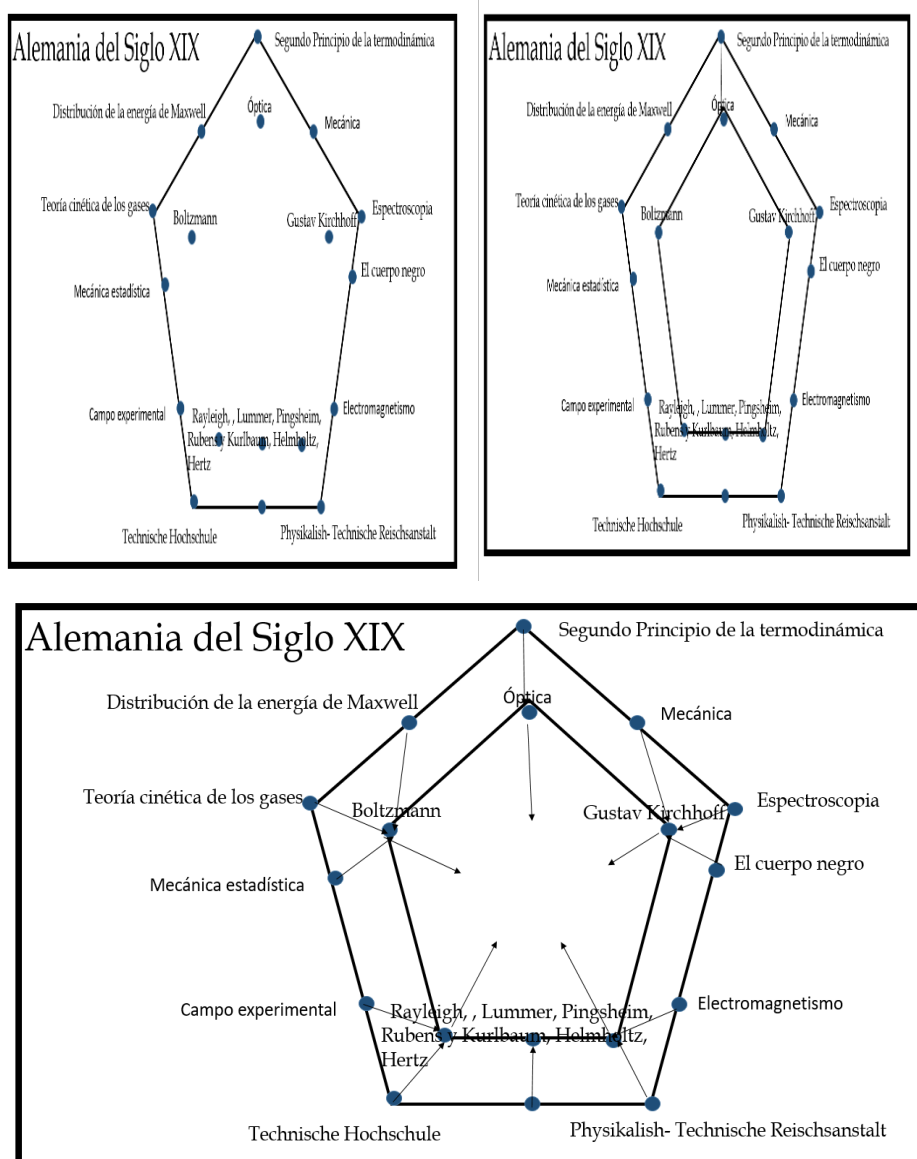
2.6 Una red de conexiones:

El contexto en el que esta inmerso Max Planck es en sí mismo muy amplio, si se hiciera el ejercicio de representar Alemania del siglo XIX en una hoja de papel en blanco, sobre esa hoja de papel se van a marcar como puntos todos los problemas científicos de finales del siglo XIX en un espacio como si fueran puntos sobre una hoja de papel, donde cada punto determina, un lugar, un personaje o un problema específico, en esta representación parece que cada punto es independiente del otro, (esto es similar a como se presentan a veces los problemas de la física moderna en algunos textos de física: como problemas sin conexión), como problemas o situaciones independientes, tendríamos de cierto modo un



Figura 2 Representación de los elementos del contexto en el siglo XIX desorden de problemas.

Estas primeras representaciones serían una versión desordenada del contexto de la época, ahora bien, si imaginamos que cada representación, cada punto está unido a otro punto, como una telaraña, una red o una estructura, un gran espacio lleno de conexiones, veríamos de manera más panorámica la actividad científica de la época, las representaciones no están desordenadas, sino que están relacionadas las unas con las otras, si fuéramos más atrevidos al imaginar que estas representaciones en el centro de la red, telaraña o estructura, se establece una teoría que cohesiona muchas de las representaciones o puntos, dicho conocimiento está plasmado en la teoría de la radiación térmica de Planck.



Figuras 3. Relaciones y Conexiones. Esta figura representa la conexión entre elementos de contexto en el siglo XIX

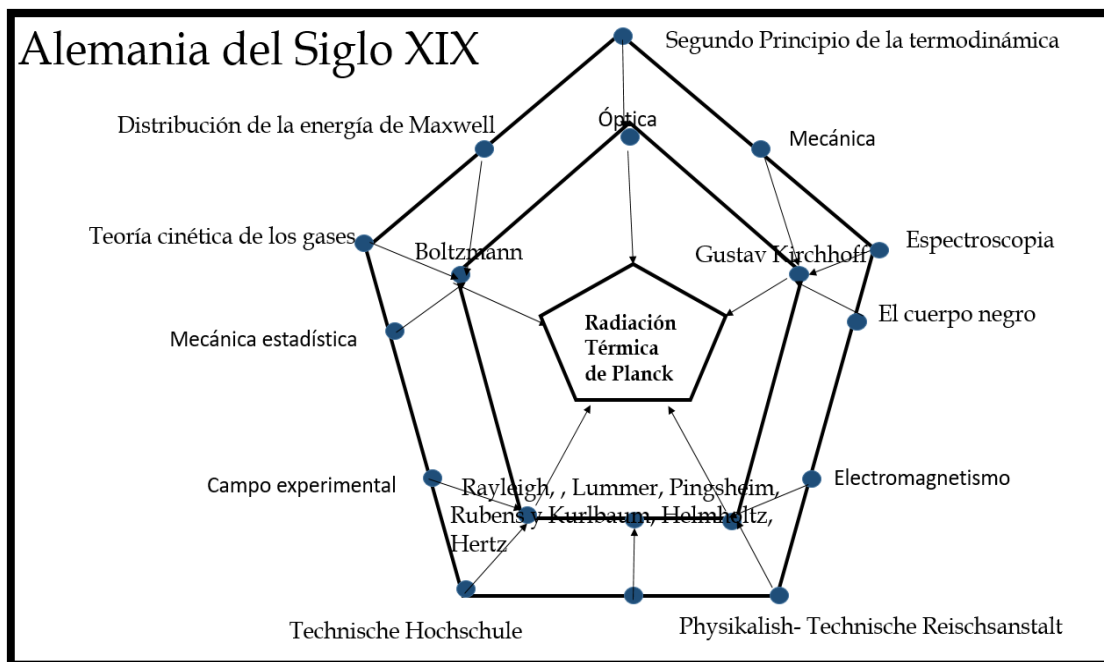


Figura 3. Esta figura representa el amplio panorama científico en el que se ve inmerso Planck, la actividad científica que se da en Alemania del siglo XIX es en un gran referente en cuanto al desarrollo de teorías en la física moderna.

Hasta ahora se ha mostrado el panorama sobre el cual está inmerso Planck con el fin de sustentar que la teoría de la radiación térmica es una construcción compleja que no se puede desligar del contexto social en el que surge, las teorías científicas son de carácter universal, es decir, su desarrollo va de la mano con el desarrollo de la comunidad y a veces el desarrollo puede tener alcances globales, y que tanto las fuentes abordadas para la elaboración de este capítulo tales como el libro *“La teoría del cuerpo negro y la discontinuidad cuántica 1894-1912”* por Thomas S. Kuhn e *“Historia de la física cuántica I. El periodo fundacional (1860-1926)”* por José Manuel Sánchez Ron se establece como recursos y herramientas para la comprensión del fenómeno de la radiación térmica.

CAPÍTULO III.

3“THE THEORY OF HEAT RADIATION” 1905-1906.

El eje central de este capítulo es plasmar ¿Cómo Max Planck aborda los conceptos de Radiación Térmica?, analizando el libro “*The Theory of Heat Radiation*” escrito entre 1905-1906. El libro está dirigido a la comunidad científica y universitaria de Berlín en la época de 1906.

Abordar el libro de Planck es adentrarse a una descripción detallada de principio a fin de la radiación, es el desarrollo punto por punto de la teoría de radiación térmica, empezando con las definiciones fundamentales y leyes que se aplicaran a todos los fenómenos de radiación; en el presente capítulo se presenta el análisis del primer y segundo capítulo, se puede pensar en que los conceptos allí definidos se pueden abordar para la introducción al fenómeno de la radiación térmica, debido a que los conceptos son tratados de forma clara y sencilla, no se presentan formalizaciones complicadas de los conceptos que requieran tener un conocimiento avanzado sobre ellas.

En primer lugar Planck empieza hablando de la propagación del calor en la cual se distinguen dos de las formas de propagación del calor: la radiación y la conducción,⁸ los cuales tienen lugar en un medio estacionario, que los fenómenos se den en un medio estacionario esto implica que más adelante se puedan establecer condiciones para el equilibrio térmico. Estos fenómenos se caracterizan por los siguientes aspectos:

El fenómeno de conducción térmica depende de la temperatura del medio, de la interacción entre dos cuerpos y el desequilibrio térmico, se puede representar a través de un vector denominado gradiente de temperatura $\frac{dT}{dx}$ (la variación de la temperatura con la posición), en el texto de Planck no se repara

⁸ **Conducción térmica:** Es la transferencia de energía por colisiones moleculares. Se origina como consecuencia de una diferencia de temperatura y la proporción para la transferencia de energía es $\mathcal{P} = kA \left| \frac{dT}{dx} \right|$ donde la constante k se denomina conductividad térmica del material y dT/dx es el gradiente de la temperatura. (Serway & Jewett, 2002)

demasiado sobre este proceso, puesto que los intereses de Planck están totalmente enfocados a desarrollar todo lo que concierne al fenómeno de radiación.

Para Planck el fenómeno de radiación térmica, es un fenómeno más complicado que el fenómeno de conducción, de acuerdo con los textos de Kuhn, la radiación térmica le va a posibilitar a Planck la interacción con los temas de interés de la época tales como: procesos irreversibles, el equilibrio térmico, la entropía, entre otros. La radiación térmica es independiente de la temperatura del medio, y no necesita de la interacción de los cuerpos ya que la radiación puede viajar a través del “vacío,” a diferencia del fenómeno de conducción, la radiación no se puede representar a través de un solo vector, porque cada rayo de calor es independiente y no se puede determinar con exactitud, las medidas para un solo rayo de calor, por lo tanto se deben establecer parámetros que permitan la representación y su posterior medición dichos parámetros se nombraran más adelante, por ahora se da paso a lo siguiente:

3.1 La doble identidad de los rayos de calor

Inicialmente uno de los propósitos de la investigación era abordar cómo Max Planck desarrollaba los conceptos de radiación térmica y lumínica, sin embargo, desde el primer capítulo del libro Planck hace claridad sobre el siguiente aspecto: los rayos de luz tienen la misma identidad que los rayos de calor, por lo tanto las leyes físicas que rigen el comportamiento de la radiación térmica son las mismas que rigen el comportamiento de la radiación lumínica, dando además al lector la sugerencia del tratamiento de las leyes de la óptica geométrica y la óptica física para los fenómenos a tratar tales como: reflexión, refracción, polarización, interferencia, emisión, dispersión y absorción que serán posteriormente mencionados. ”Cada rayo de luz es simultáneamente un rayo de calor” (Planck, 1912, pág. 2)

Una consecuencia de la doble identidad de los rayos de calor, es que se puede notar que hay una relación entre diferentes tipos de rayos, es decir, los rayos de calor son los mismos que los rayos de luz visible, pero también de los rayos no visibles y que estos y todos los rayos que tienen el mismo comportamiento son de naturaleza electromagnética, además, estos se pueden ordenar en el espectro electromagnético.

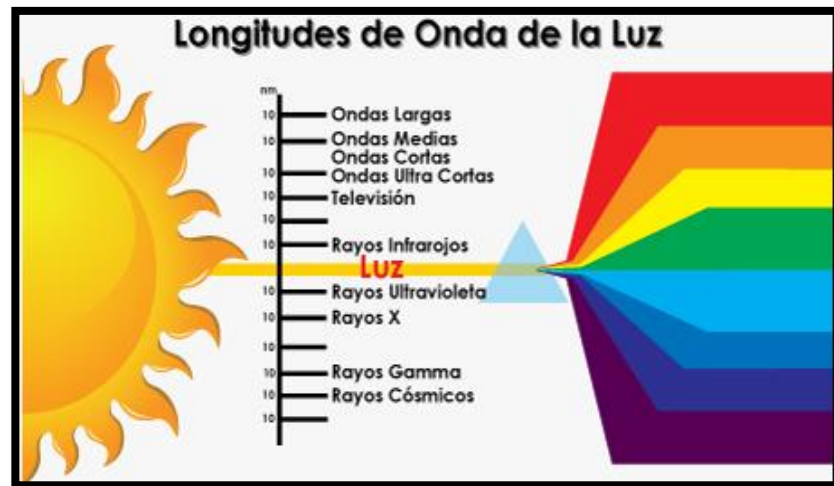


Figura 4. Longitudes de onda de la luz. Recuperado el 9 de Mayo
(<https://drisfrutalaisica.wordpress.com/segundo-ciclo/conceptos-adicionales/>)

A propósito de las dos anteriores afirmación se puede considerar a través de las lecturas complementarias como las de Kuhn y Sánchez Ron, cual es el punto de partida de la investigación de Planck , es decir, él empieza indagando en la termodinámica y la mecánica clásica, al abordar e integrar respectivamente las formas de propagación del calor, y la óptica clásica, (lo cual se verá más adelante) y prosigue con ir adoptando elementos para la explicación del fenómeno de radiación desde el electromagnetismo.

Antes de pasar al tema de las fases de la radiación también me gustaría recalcar, que aunque el punto en común más significativo para este trabajo es la relación de los físicos experimentales con los físicos teóricos gira en torno a los trabajos del cuerpo negro, las investigaciones de los físicos experimentales no iban muy lejos de los asuntos anteriormente expuestos, se hacían en torno a los espectros visibles, en este campo también se integran las propiedades de la luz y el calor tales como la longitud de onda(λ) y frecuencia (ν).

3.2 La vida de un rayo de calor: creación, camino y fin.

Por lo general en los libros de texto donde se aborda el concepto de radiación, se muestra como un producto ya acabado,⁹ en particular algunos libros de física definen la radiación como ondas electromagnéticas que viajan a través del espacio, y eso es todo lo que se dice acerca del fenómeno. Planck propone indagar en la historia de un rayo de calor las fases de emisión, propagación y absorción.

La primera fase del proceso de radiación es la **emisión**, Planck describe el proceso de emisión como la creación de un rayo de luz, es el momento en el que se genera un rayo de calor, y a su vez se desprende del cuerpo que lo emite, a los cuerpos que están desprendiendo calor, son llamados cuerpos emisores, ahora bien, hay que aclarar que el proceso de emisión está vinculado a la transformación de energía.

En la emisión la naturaleza del cuerpo emisor le otorga al rayo emitido la intensidad de radiación, si bien todos los cuerpos emiten, en la naturaleza se encuentran algunos cuya intensidad de radiación es muy grande, como el Sol y otros que emiten radiación muy pequeña como por ejemplo un fósforo.

La segunda fase es la **propagación**, la propagación es el camino que sigue el rayo de calor, dicho de otra manera, desde el punto de inicio (el momento de emisión), el rayo de calor que tiene el mismo comportamiento que un rayo de luz, viaja en línea recta hasta el final del camino, pero antes de eso, el camino que recorre el rayo de calor, es decir, el medio que atraviesa el rayo de calor debe ser definido, Planck propone que en los casos a considerar el medio debe tener las propiedades de ser homogéneo e isotérmico, esto con el fin de que los rayos de calor que atraviesan el medio tengan la misma intensidad y la misma dirección.

Si bien, los físicos en algunas ocasiones caracterizan el medio como “vacío”, Planck resalta en repetidas ocasiones que en la naturaleza no es posible

⁹ Anexo II. Muestra como se define el concepto de Radiación en el libro (Sears, Zemansky, Young, & Freedman, 2009). El concepto de radiación se ve como un concepto ya cavado, es decir, como un producto científico que no se relaciona con la actividad científica.

encontrar ningún medio vacío, a pesar de lo anterior, se pueden definir medios que permitan acercarse al vacío, por ejemplo los gases ideales o los medios diatérmicos, cuya propiedad es permitir que los rayos pasen a través del medio sin calentarse, en este tipo de medios el rayo no sufre ningún fenómeno de dispersión.

Por otro lado, en un medio como el aire, el rayo choca constantemente con moléculas de aire, lo que hace que se desvíe y pierda una pequeña fracción de su energía, aunque esta pequeña fracción de energía puede ser despreciable.

De manera similar una pequeña fracción de energía se cede al medio, en la fase de emisión y absorción, se puede dar cuenta de esas pequeñas fracciones al considerar los coeficientes de emisión (ϵ_ν), propagación (β_ν) y absorción (α_ν). Estos coeficientes dependen de la naturaleza del medio, de la frecuencia ν y de la temperatura.

La última fase es de **absorción** es el fin del camino para el rayo de calor, la absorción es el momento en el proceso en el cual alcanza una superficie, el destino del rayo depende del tipo de superficie el rayo, Planck define en el texto dos superficies las reflectivas o blancas y las negras. En el caso de las superficies reflectivas o blancas el rayo se divide en dos, un rayo es transmitido a la superficie y el otro es reflejado hacia el medio, este comportamiento se rige por las leyes de Snell (óptica geométrica).

El tipo de superficies negras, cuando el rayo alcanza este tipo de superficie es totalmente absorbido, este tipo de superficie se puede comparar con un cuerpo negro. Al hacer esta comparación, Planck relaciona las leyes del cuerpo negro a esta superficie. Estas superficies cumplen lo siguiente:

Primero, el cuerpo debe tener una superficie negra permitiendo que los rayos incidan en la superficie sin reflexión. Ya que, en general, las propiedades de la superficie dependen de ambos cuerpos los cuales están en contacto. Esta condición muestra que las propiedades de negrura que son aplicadas a un cuerpo dependen no solamente de la naturaleza del cuerpo sino también de la continuidad del medio(...). Segundo, el cuerpo negro debe tener un cierto espesor mínimo dependiendo de su poder de absorción para asegurar después que el rayo que está pasando dentro del cuerpo no es capaz de abandonarlo después en un punto

diferente en la superficie(...) Tercero el cuerpo negro debe tener un coeficiente infinitamente pequeño de distribución” (Planck, 1912, pág. 10)

3.3 Superficies y direcciones.

La siguiente sección del análisis gira entorno a tres figuras tomadas del texto de Planck, a través de las cuales se intenta explicar algunos de los parámetros para la radiación térmica. Cuando se habla de radiación se hace necesario establecer ciertas restricciones a las superficies que se establecen.

Si se define el comportamiento de los rayos de luz igual al comportamiento de los rayos de calor, se considera la trayectoria de estos en línea recta y que estos rayos divergen en diferentes direcciones. A partir de la figura 6 se puede representar un lápiz¹⁰ que se propaga desde el punto ($d\sigma$) hacia el punto O, en la cual se puede definir una dirección para los rayos dentro del lápiz a través de la selección de una pequeña área ($d\Omega$). Esta restricción permite definir que los rayos de calor en el lápiz tengan una sola dirección, por consiguiente, ya que se define la dirección de los rayos a través de un pequeño volumen en un determinado tiempo t , entonces se puede determinar la intensidad específica de radiación K , esta intensidad depende de la dirección de los rayos y de la frecuencia ν .

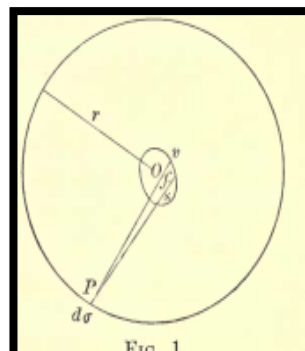


Figura 5. Tomada de (Planck, 1912) esta figura muestra como se representa geoméricamente la trayectoria de un rayo de calor. (que va desde el punto p hasta el punto O.

¹⁰ **Lápiz:** un conjunto de rayos de luz, líneas, etc. Que convergen o divergen estrechamente desde un solo punto.

Una característica de los rayos de dirección, intensidad y color¹¹ es su estado de polarización, si un rayo está polarizado, para encontrar la intensidad de radiación total se tiene en cuenta las componentes del rayo. En el caso de la polarización de una onda plana la intensidad de radiación tiene dos componentes. No existe en la naturaleza una intensidad definida para la radiación de la luz y el calor, Una cantidad finita de intensidad de radiación proviene siempre de un rango estrecho de frecuencias en el espectro, aquí se presenta una diferencia con el sonido, ya que en esta teoría una intensidad puede corresponder a una sola frecuencia.

Otra de las implicaciones de pensar el rayo de calor con las mismas propiedades del rayo de luz, es poder definir que la velocidad de propagación corresponde a $c = 3 * 10^8 \frac{m}{s}$, definir el espacio como la velocidad finitas conllevan a poder definir “**la densidad de radiación**”.

Se puede utilizar la figura 6 para hacer también una descripción de la densidad de radiación, si se considera las siguientes condiciones dentro de una esfera de radio r , si se permite que los rayos pasen a través de un elemento de volumen, y se considera que la magnitud del radio es considerablemente más grande que un elemento de volumen v , esto también permite despreciar la absorción y la dispersión de los rayos a través de la distancia r . Si se considera que cada rayo que viene de $d\sigma$ alcanza v y se suman todos los rayos que vienen desde la superficie hacia v , se puede encontrar la energía de radiación total.

3.4 El caso del equilibrio térmico

A continuación se consideran las condiciones para establecer dentro del capítulo 2 en el libro *The theory of Heat Radiation*.

El estado de equilibrio térmico, en donde la entropía del sistema tiene un máximo valor y es compatible con la energía del sistema está sujeta a las

¹¹ **Color:** Hace referencia a la longitud de onda o a la frecuencia, en el texto original se utiliza por motivos de brevedad.

condiciones iniciales que fueron expuestas parcialmente en el primer capítulo de *The theory of heat radiation*¹² y también sobre la consideración de que el equilibrio térmico se da en un sistema aislado donde los cuerpos del sistema permanecen en el tiempo con la misma temperatura.

Además, se relacionan con consideraciones tales como: asumir el medio como homogéneo e isotrópico, asumir que los coeficientes de emisión, esparcimiento y absorción tienen valores finitos. Asumir que el medio es homogéneo e isotrópico lo cual permite considerar que la intensidad específica de los rayos es la misma incluso si la parte del espacio que se considera está muy lejos de la superficie de los cuerpos, esto también implica considerar que la intensidad es independiente de la dirección, de la posición del rayo, por lo tanto un rayo que viene desde un punto $d\sigma$ y diverge en un elemento cónico $d\Omega$ le corresponde un rayo convergente con las mismas características pero con dirección opuesta hacia el elemento de área.

Por otro lado para el equilibrio térmico se requiere que en un sistema la misma cantidad de energía emitida por un cuerpo en un determinado tiempo, sea la misma cantidad que un cuerpo absorbe, el fenómeno de distribución o esparcimiento de un rayo es despreciable ya que al estar el sistema en equilibrio térmico la cantidad de energía que pierde un rayo en el proceso de propagación es la misma que otro rayo que un cuerpo gana por absorción, es decir que estos procesos se compensan manteniendo un equilibrio térmico. Entonces, la intensidad específica de radiación está dada por $k_\nu = \frac{\epsilon_\nu}{\alpha_\nu}$. La anterior ecuación es que en un medio diatérmico el equilibrio térmico puede existir para cualquier intensidad de radiación, es importante determinar la intensidad de radiación porque esta se considera una función de ν que posibilita la distribución espectral de la radiación negra, esta solo depende de la temperatura, en el espectro de emisión de un cuerpo negro.

La segunda figura propuesta en el texto de Planck es la representación de un lápiz de rayos

¹² Ver Anexo I.

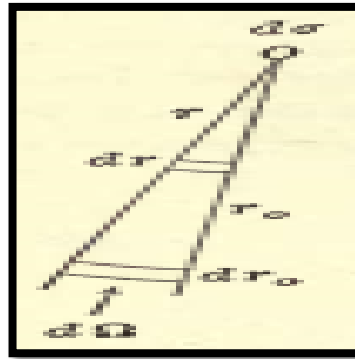


Figura 6 Tomada de (Planck, 1912)

La Figura 7 es una representación de un lápiz en un medio en el que se presenta un plano focal O , la radiación se da en sentido de la flecha desde $d\Omega$ hasta $d\sigma$, los rayos que están dentro del lápiz tienen una dirección definida, esta caracterización permite que los rayos pasen fácilmente desde $d\Omega$ hasta $d\sigma$, sin embargo, la energía emitida del rayo no es la misma que la energía que llega a la superficie de absorción, esto se debe al hecho de que el proceso de propagación, es decir, el camino que sigue el rayo, es continuamente desviado (experimentan un cambio de dirección) por partículas del medio, este efecto de pérdida de energía se ve disminuido si se considera medios diatérmicos. Hay que considerar que la propiedad de adiatermancia del medio depende de la frecuencia del rayo, para algunas frecuencias el medio no es diatérmico.

Para mantener el estado de equilibrio térmico es necesario que se considere que por cada rayo que va desde la superficie de la esfera hacia dentro, existe un rayo que tiene las mismas propiedades pero su dirección es la opuesta, el segundo rayo va desde el interior de la esfera hacia la superficie.

En las definiciones previas se establecen tipos de superficie denominadas “suaves” o “ásperas” las cuales afectan el comportamiento del rayo según sus propiedades, por ejemplo si un rayo incide sobre una superficie suave, este se divide y en la segunda superficie el rayo es absorbido completamente.

Las anteriores consideraciones se toman para un solo medio en equilibrio térmico, ahora se pasa a considerar el fenómeno en dos medios homogéneos e isotrópicos, para la condición de equilibrio térmico también se considera que las

leyes hasta ahora descritas pueden ser utilizadas para cada uno de los medios por separado.

La siguiente figura es la representación de un rayo que pasa de un medio a otro para el primer caso la superficie es considerada suave, cuando llega un rayo

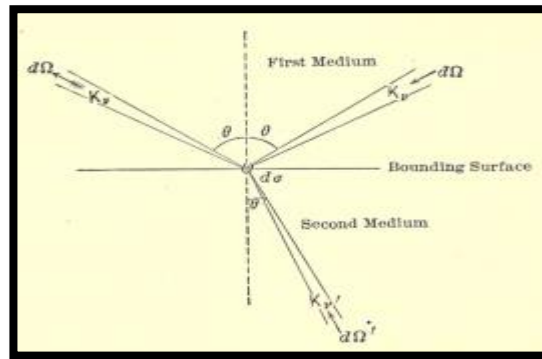


Figura 7. Tomada de (Planck, 1912)

incidente a la superficie “suave” se debe tener en cuenta que para determinar la energía total que pasa por el elemento de volumen $d\sigma$ se debe considerar el coeficiente de reflexión ρ . Además de considerar el coeficiente ρ para calcular la radiación total.

Para finalizar cuando la superficie es considerada “áspera” se considera un caso más cercano al cuerpo negro, alrededor de esta consideración se aplican las leyes de Kirchhoff.¹³

Si se considera en un medio diatérmico una cavidad cuyas paredes son totalmente reflectantes y que mantiene la temperatura constante T y se establece el equilibrio térmico para todas las frecuencias ϑ se establece una relación entre la intensidad de radiación y el cuadrado de la velocidad de propagación del radio, esto permite considerar que cualquier parte del área de las paredes de la cavidad se comportan como si fueran un cuerpo negro a una temperatura T , a su vez la cavidad en equilibrio térmico para todas las frecuencias con un coeficiente finito de absorción, las condiciones anteriores permiten hablar de la radiación negra.

¹³ Ver Anexo II Sobre el trabajo de Gustav Kirchhoff.

CAPÍTULO IV

LA HISTORIA COMO RECURSO PARA ENTENDER LOS CRITERIOS Y SITUACIONES EN LA TEORÍA DE LA RADIACIÓN TÉRMICA DESDE LA PERSPECTIVA DE PLANCK.

Dumas (como se citó en Sánchez Ron, 2001) Los físicos franceses, que han tratado de estos excelentes estudios, pueden sentir no haber dado a la filosofía natural el impulso que ha recibido de la sabia Alemania: pero la ciencia es de todos los países; sus progresos pertenecen a la humanidad entera; y todo el mundo se felicitará en Francia al saber que S.M. el Emperador, cuyo pensamiento comprende todo lo que puede contribuir al adelanto de las ideas como también a la grandeza y a la felicidad del país, acaba de dar –[27 de octubre de 1861], en testimonio del interés constante que manifiesta por las ciencias, la condecoración oficial a Mr, Bunsen y la Cruz de la Legión de Honor a MR. Kirchhoff.

En el presente capítulo es importante mostrar las consideraciones metodológicas que guiaron el desarrollo del escrito y los posteriores capítulos, se considera que desde la enseñanza de las ciencias se establecen algunas alternativas como los recursos a la historia y filosofía que permiten la construcción de conocimiento ligada a los contextos sociales, políticos y culturales.

Hay distintas formas de acercarse al uso de la historia como herramienta, entre algunas formas están la historiografía, los estudios de corte histórico-críticos, las re-contextualizaciones, cada una de estas herramientas busca acercar al conocimiento y a interesarse por un determinado tema. No obstante, se presentaran a continuación algunas perspectivas que se considera están relacionados en la elaboración del trabajo.

1. “Los análisis histórico-críticos con una intencionalidad pedagógica, como ya se dijo, se despliegan en tres dimensiones íntimamente ligadas: una, enfatiza en la física como tal, dando lugar a un examen de la física como disciplina; la otra, aporta elementos de carácter histórico-epistemológico y, la última, lo hace en el ámbito pedagógico y didáctico propiamente dicho.” (Ayala, 2006, pág. 32) Las demás formas de la historia....estánq adscritas a esta.

2. Desde el punto de vista de (Granés & Caicedo, 1997) el recurso a la historia de las ciencias puede relativizar las formulaciones taxativas de los libros de texto mostrando los orígenes de las teorías y puede ayudar a concebir la ciencia como una empresa que permanentemente problematiza, reformula y reorganiza sus hallazgos.

Las formas taxativas de escribir la ciencia dejan de lado una gran cantidad de hechos que podrían potencializar la enseñanza de las ciencias, como por ejemplo conocer el propósito de una teoría, la razón de ser, los intereses de por medio de los actores involucrados, la descripción y comprensión de las formalizaciones y teorías. Este acercamiento a la construcción de conocimientos se puede fomentar a través de la historia como un recurso para fortalecer los procesos de construcción de conocimiento, pero también como una forma de complementar otros campos en la física como por ejemplo la actividad experimental.

3. “La re-contextualización quiere decir situar, insertar, articular un conocimiento, de manera significativa, en un nuevo contexto.” (Granés & Caicedo, 1997)

La re-contextualización de saberes es una orientación metodológica que aborda críticamente diferentes teorías, conceptos, o leyes en este caso científicas, haciendo uso de la historia como una herramienta para la comprensión de un tema y la construcción de un conocimiento, la anterior cita permite pensar que las teorías ya establecidas que se encuentran en la física, se pueden abordar de manera significativa a partir de darles una contextualización adecuada, incluso si estas teorías fueron elaboradas hace más de cien años [*The theory of heat radiation.*] pueden tomar vigencia si se las re-contextualizan.

Relación metodología-teoría

Hasta ahora se definieron aspectos en torno a la metodología, en la siguiente sección se encuentra articulación metodología teoría.

La re-contextualización de saberes también propone abordar los textos originales de los autores de las teorías, en este texto se ejemplifica a través del estudio de la teoría de la radiación térmica escrita por Max Planck en 1906, el

interés principal de la re-contextualización, es destacar elementos plasmados en el texto *The Theory of Heat Radiation*, que puedan ser utilizados como elementos pedagógicos para la enseñanza de la radiación térmica, que muestren más allá de las síntesis que se ofrecen en algunos libros de física alrededor de este tema., cuando se elige esta manera de historiar es necesario encontrar elementos que ayuden a acercar al estudiante al contexto del autor, este acercamiento se da a través de dos libros donde se plasma la historia científica del siglo XIX, Kuhn con el libro “La teoría del cuerpo negro y la discontinuidad cuántica 1894-1912” este libro se enfoca en estudiar los trabajos de Max Planck que dieron fruto a la teoría de la radiación térmica, se encuentran elementos que aclaran circunstancias y hechos que influyen directamente en la teoría de la radiación térmica, como por ejemplo: los intereses y desarrollos científicos, los debates entre comunidades de tipo filosófico , los personajes influyentes en el mundo científico entre otros.

Mientras que en el libro *Historia de la física cuántica I. El período fundacional (1860 - 1926)*. Escrito por José Manuel Sánchez Ron, se encuentran aportes de la historia del desarrollo de la teoría de Gustav Kirchhoff y Max Planck, inmersos también en una serie de relatos relacionados con sus respectivos contextos.

Las distintas formas de proceder del mundo científico en el siglo XIX están profundamente ligadas a los desarrollos políticos, sociales e intelectuales de Alemania, en donde el papel de la ciencia y la tecnología eran fundamentales para empezar un camino hacia el fortalecimiento de la economía y progreso de la nación, este fortalecimiento de la inversión del gobierno a los institutos de investigación científica permite en parte la industrialización de Alemania.

Estos elementos de tipo social no solamente pueden contribuir como un factor motivante en los estudiantes, además, se desarrolla un sentido crítico en donde se evalúan, comparan y se analizan relaciones de tipo científico-social, esto permite que la persona que aborde este tipo de estudios tenga una comprensión integral del entorno estudiado y el entorno propio.

Cuando las comunidades científicas permanecen unidas se logran grandes resultados, el trabajo que Planck elabora arduamente durante 12 años, no podría

haber sido elaborado sin la colaboración de sus colegas y el continuo empeño de Planck por tratar de demostrar que su teoría era válida, a pesar de haberse presentado varios obstáculos.

La enseñanza de la física moderna se plantea como un desafío para el docente por distintas razones, entre las cuales podemos nombrar los tiempos cortos para el abordaje y desarrollo de una temática, las presiones de cumplir con un calendario académico impuesto y el poco interés de los estudiantes hacia los temas propuestos.

Esto sucede en la Física en general y no deja de ser una excepción el campo de la Física Moderna que integra el paso de la mecánica clásica a las teorías más recientes en física como la mecánica cuántica y la relatividad. El anterior paso tiene una serie de circunstancias y desarrollos particulares que se pueden abordar de distintas maneras en el campo de la pedagogía. Este trabajo se enfoca en un caso particular, la teoría de la radiación térmica para ejemplificar y desentrañar las distintas posiciones que tienen lugar en el siglo XIX. Al abordar la re-contextualización de saberes se busca de cierta forma desmitificar la física como un cuerpo de productos y relacionar los productos con la actividad científica, esa búsqueda de entender la actividad lleva a analizar las circunstancias e intereses que dan fruto a una teoría, ley o concepto.

Los distintos textos de física moderna muestran en particular los productos de tal manera en que no se logra articular o comprender las dinámicas de los científicos del siglo XIX, que son dinámicas que van ligadas unas con las otras¹⁴, es decir, Planck estaba desarrollando en parte la teoría de la radiación térmica, trabajo que no podría haber culminado sin el desarrollo experimental de científicos como Rubens ó Boltzmann como ya lo hemos mencionado antes está sumamente interesado en la teoría cinética de los gases y desarrolla la teoría del H electromagnético, sin la teoría del H electromagnético, Planck no hubiese podido desarrollar la teoría de la radiación natural.

¹⁴ VER ANEXO III

CONCLUSIONES

Se realizó un estudio de corte histórico, en donde se evidencia el amplio contexto cultural en el que se encontraba inmerso Max Planck, este panorama científico, donde se visualiza el que hacer científico en torno a unos intereses particulares y se establecen relaciones entre distintas teorías.

A través del análisis del texto de Planck, se evidencia que la teoría de la radiación térmica es un proceso de propagación del calor, que es desarrollado por Planck, para el estudio de algunos problemas científicos en su época, tales como: El segundo principio de la termodinámica, los procesos reversibles e irreversibles, el equilibrio térmico, el cuerpo negro y la entropía.

El análisis del texto de Kuhn y Sánchez Ron, son herramientas que muestran la importancia e impacto que la teoría de radiación térmica tuvo, para el desarrollo posterior de la física moderna, la importancia de la teoría de la radiación térmica radica en que actúa como una teoría unificadora que agrupa varios áreas de la física.

El análisis a los dos primeros capítulos del texto original dejan ver definiciones detalladas del proceso de radiación, además, se muestran consideraciones tales como, la comparación entre los rayos de calor y los rayos de luz, las fases de la radiación, la entropía y el equilibrio térmico, se considera estos dos capítulos y su contenido apropiados para abordar en cursos introductorios de física.

El texto de Max Planck como recurso histórico, muestra el desarrollo de la teoría de la radiación térmica: el origen, desarrollo y evolución de los conceptos.

Al re.-contextualizar se logra establecer una alternativa a la enseñanza donde se muestra que el desarrollo de los conceptos responde a los contextos culturales propios de la época.

Max Planck se muestra a través de la historia como un personaje de carácter perseverante, aunque los historiadores de las ciencias Thomas Kuhn y Sánchez Ron no le atribuyen genialidad como a otros científicos, reconocen la ardua labor y la disciplina que tuvo para elaborar la teoría de radiación.

La ciencia tiene un carácter universal y aunque las distintas comunidades científicas como los ingleses, franceses y alemanes hayan desarrollado cada uno importantes teorías, hoy el mundo entero utiliza desde las teorías de newton hasta la física moderna. Los dispositivos tecnológicos más avanzados, avances en el campo de la astronomía y la astrofísica se han dado gracias a la teoría de la radiación térmica, los campos de la salud se han favorecido a través de los estudios de radiación-materia. Por otro lado las comunidades científicas deben estar en contacto, entre más redes de trabajo se establezcan habrá un mayor avance en diferentes campos de trabajo, la pedagogía no está por fuera de estas consideraciones.

Referencias

- Ayala, M. M. (2006). *Los análisis histórico-críticos y la recontextualización de saberes científicos. Construyendo un nuevo espacio de posibilidades*. Bogotá, Colombia.
- Ayala, M. M., Malagón, J. F., Romero, A., Rodríguez, O., Aguilar, Y., & Garzón, M. (2008). *Rodríguez, O., Romero, A., Ayala, M., Malagón, J., Aguilar, Y. y Garzón, M. Los procesos de formalización y el papel de la experiencia en la construcción del conocimiento sobre los fenómenos físicos*. Bogotá, Colombia: Universidad Pedagógica Nacional.
- Bassalo, J. M. (s.f.). *Paradojas de la física. Parte (1)*. Obtenido de Universidad Autónoma Metropolitana:
<http://www.izt.uam.mx/newpage/contactos/anterior/n33ne/pdf/parafis.pdf>
- Granés, J., & Caicedo, L. M. (1997). DEL CONTEXTO DE LA PRODUCCIÓN DE CONOCIMIENTOS AL CONTEXTO DE ENSEÑANZA. 10. Recuperado el 30 de 10 de 2017, de http://www.pedagogica.edu.co/storage/rce/articulos/rce34_06expe.pdf
- Kuhn. (1980). *La teoría del cuerpo negro y la discontinuidad cuántica 1894-1912*. (M. P. Larrucea, Trad.) Madrid: Alianza Editorial.
- Planck, M. (1912). *The theory of heat radiation*. (M. Masius, Trad.)
- Redondo Quintela, F., & Redondo Melchor, R. (3 de Mayo de Abril de 2018). Obtenido de Universidad e Salamanca:
<http://electricidad.usal.es/Principal/Circuitos/Comentarios/Temas/AnguloSolido.pdf>
- Sánchez Ron, J. M. (2001). *Historia de la física cuántica 1. El periodo fundacional (1860-1926)*. Barcelona: Editorial Crítica.
- Sears, F., Zemansky, M. W., Young, H., & Freedman, R. (2009). *Física Universitaria con física Moderna*. Mexico: Pearson Education.
- Serway, R., & Jewett, J. (2002). *Física I Texto basado en cálculo* (3ra Edición ed., Vol. I). THOMSON.
- Yepéz, H. N. (Julio-Diciembre de 2013). Poincare, la mecánica clásica y el teorema de la recurrencia. *Revista Mexicana de Física E* 59 (2013) 91–100. Obtenido de <http://www.scielo.org.mx/pdf/rmfe/v59n2/v59n2a2.pdf>

ANEXO I

En el siguiente anexo encontrara la traducción libre de los dos primeros capítulos de *The Theory of Heat Radiation*, esta traducción se realizó con el fin de acercar a personas que no tengan conocimiento en inglés y quieran abordar el contexto de producción de Planck donde se proponen las definiciones generales que hace Max Planck acerca de la radiación.

Traducción del Inglés por Lina María Goyes Chamorro, estudiante de Licenciatura Física. Universidad Pedagógica Nacional.

PREFACIO

El presente volumen es una traducción de la segunda edición del profesor Planck *Waermestrahlung* (1913). Las profundas ideas introducidas por Planck en su esfuerzo por reconciliar la teoría electromagnética de la radiación con hechos experimentales han probado ser de gran importancia en muchas partes de física.

Probablemente no hay un solo libro desde la aparición de Electricidad y Magnetismo de Clerk Maxwell ha tenido profunda influencia en el desarrollo de teorías físicas. La gran mayoría de los físicos ingleses, por supuesto son capaces de leer el trabajo en el lenguaje en el cual fue escrito, pero creo que muchas agradecerán la oportunidad ofrecida por una traducción para estudiar el conjunto de ideas principales de Planck sin las dificultades que frecuentemente surgen en el intento de seguir un nuevo y algunas dificultades en las líneas de razonamiento en un lenguaje extranjero.

Desarrollos recientes de teorías en física han colocado al cuanto de acción en primer plano de interés. Cuestiones respecto al soporte de la teoría cuántica y las leyes de equipartición de la energía, son aplicaciones en la teoría de los calores específicos, y al efecto fotoeléctrico, intentando formar algunas ideas concretas del significado físico del cuanto, eso es, idealizar un “modelo” de esto se ha creado en los últimos años muchos han incrementado su literatura. El profesor Planck, sin embargo, en este libro ha confinado así mismo exclusivamente del fenómeno de radiación y me pareció probable que un resumen breve de esta literatura podría ser útiles en la lectura de quien desea

perseguir temas adicionales. . Tengo, sin embargo, con el permiso del profesor Planck, dar una apéndice una lista de las publicaciones más importantes en la materia a tratar de este libro y otras cercanas a las derivaciones de fórmulas donde el tratado en el libro parece brevemente presentar dificultades.

En preparación de la traducción he estado bajo la obligación para aconsejar y ayudar con sugerencias de varios amigos y colegas y especialmente de Professor A.W. Duff quien ha leído el manuscrito y dado dinero.

Morton Masius.

PREFACE TO SECOND EDITION

Recientes avances en investigaciones físicas han en conjunto, sido favorables a la teoría especial esbozada en este libro, en particular a la hipótesis de un cuanto elemental de acción, Mi formula especial de radiación especialmente hasta ahora ha satisfecho todos las pruebas satisfactoriamente, incluyendo el refinado sistema de medidas que han sido llevado a cabo en el Physikalisch-technische Reichsanalt y Charlottenurg durante el último año. Probablemente el soporte más directo de las ideas fundamentales de la hipótesis del cuanto esta suministrado por el valor del cuanto elemental de materia y electricidad derivado de este. Cuando, doce años atrás, hice el primer cálculo del valor de la carga eléctrica y encontré que $4.69 \cdot 10^{-10}$ unidades electrostáticas, el valor de esta cantidad fue deducido por J.J Thomson desde sus ingeniosos experimentos sobre la condensación del vapor de agua en iones de gas, es decir, $6.5 \cdot 10^{-10}$ fue ampliamente considerado como el valor más confiable. Este valor excede el único dado por mi por 38%. Mientras tanto los métodos experimentales, aumentaron en una forma admirable por las labores de E. Rutherford, E. Regener, J. Perrin, R. A. Millikan, The Sveldberg y otros, han con excepción decidido a favor del valor deducido por la radiación que se encuentra entre los valores de Perrin y Millikan.

De las dos confirmaciones mutuamente independientes mencionadas, han sido agregadas, como un soporte más fuerte de la hipótesis del cuanto, el teorema de calor el cual ha sido mientras tanto anunciado por W.Nernst, y el cual parece un punto inequívoco del hecho que,, no solamente el proceso de radiación, pero también el proceso molecular toma lugar de acuerdo con cierto cuanto elemental de una magnitud finita definida. Por

la hipótesis del cuanto tanto como el teorema del calor de Nernst puede ser reducido a la proposición simple de que la probabilidad termodinámica de un estado físico como una integral de número definida o, que cantidades de la misma forma, que la entropía del estado ha sido ampliamente definida, como un valor positivo, el cual, como un mínimo, se convierte en cero, además de eso la entropía puede, de acuerdo a la termodinámica clásica, decrecer sin límite hacia el menos infinito. Por el presente, consideraría esta proposición como muy quintaesencia de la hipótesis del cuanto.

A pesar de los acuerdos satisfactorios de los resultados mencionados entre sí, así como el experimento, las ideas de las cuales ellas se originaron se han conocido con amplio interés pero, tanto como puedo juzgar, con una pequeña aceptación general, la razón probablemente sea que la hipótesis del cuanto no ha sido aun satisfactoriamente completada. Mientras muchos físicos, a través del conservatismo, rechazan las ideas desarrolladas por mí, o, por cualquier otro, de todas formas, mantienen una actitud expectante, pocos autores han sido atacados por la razón opuesta, es decir, sea inadecuada, y se han sentido obligados a suministrar para seguir asumiendo la naturaleza radical, por ejemplo, para asumir que cualquier energía radiante, cualquiera, incluso a pesar de que viaja libremente en el vacío, consiste de cuantos invisibles o células. Como probablemente nada es una gran desventaja para el desarrollo exitoso de una nueva hipótesis que supere los límites. Siempre he mantenido una cercana conexión entre la hipótesis del cuanto y dinámica clásica tanto como sea posible, y para no sobrepasar los límites de este último los hechos experimentales que no dejan otro curso abierto. He tenido que intentar mantenerme en este punto de vista en la revisión de un tratado para una nueva edición.

La principal falencia del tratado original fue que había empezado con las leyes de la electrodinámica clásica de emisión y absorción, mientras más tarde se convertiría en evidente que, de acuerdo al encuentro de demandas de medidas experimentales, el asumir que elementos de energía puedan ser introducidos, en una postura que ahora está en contradicción directa con las ideas de la electrodinámica clásica. Es verdad que esta inconsistencia es reducida enormemente por el hecho de que, en realidad, solo los valores principales de energía son tomados desde la electrodinámica clásica, mientras, para el cálculo estadístico, son usados los valores reales; sin embargo, el tratado debe, en general, dejar de leerse con el sentimiento insatisfactorio el cual no está claramente siendo visto,

Cuales de las proposiciones hechas en el principio podrían, y cuáles no, ser finalmente retenidas.

En contraste a eso tengo ahora que tratar la materia desde el comienzo en el cual la forma de ninguna de las leyes de estado necesita, más tarde, estar restringidas o modificadas. Esto presenta la ventaja de que la teoría, en la medida en que es tratada aquí, no muestre contradicciones en si misma, aunque ciertamente no quiero decir que no parece llamar para mejorar muchos aspectos en cuanto a ambas de una estructura interna y externa de la forma. Para tratar numerosas aplicaciones, muchas de estas son muy importantes en las cuales la hipótesis del cuanto ha sido encontrada en muchas otras partes de física, No las tengo que considerar como parte de mi tarea, aun menos discutir todas las diferentes opiniones.

En consecuencia, mientras la nueva edición de este libro no reclame a la teoría de la radiación térmica una conclusión satisfactoria en todos los aspectos, esta deficiencia no será decisiva en la importancia en el juzgamiento de la teoría. Para cualquiera que se interese, la hipótesis del cuanto depende sobre si el significado del cuanto de acción para los procesos físicos elementales está claramente hecho en muchos aspectos o puede ser demostrado por algunos modelos dinámicos simples. Entender mal el sentido, creo, el carácter y el significado de la hipótesis del cuanto es imposible expresar realmente un nuevo principio en términos de un modelo siguiendo viejas leyes. Y, en cuanto a la formulación final de la hipótesis, no debemos olvidar que, desde la perspectiva clásica. La física del átomo realmente ha permanecido muy oscura, región inaccesible, dentro de la cual la introducción de un cuanto elemental de acción promete arrojar algo de luz.

Por lo tanto si se sigue que desde la naturaleza del caso se requerirán experimentos cuidadosos y trabajos teóricos de muchos años para convertir avances graduales en un nuevo campo. Cualquiera que, en presente, dedique sus esfuerzos a la hipótesis del cuanto, debe, por el tiempo estar alegre con el fruto de los conocimientos que gaste aunque sea probablemente estén reunidos para una futura generación.

Noviembre, Berlín 1912

El autor.

PREFACE TO FIRST EDITION

Este Libro en el cual los principales contenidos de la lectura los di en la universidad de Berlín durante el verano del semestre de 1906-1907 están presentados. Mi intención original fue simplemente poner en conexión la cantidad de resultados de mis propias investigaciones, las cuales empezaron diez años antes, sobre la teoría de la radiación térmica, muy pronto fue evidente, sin embargo, consideré incluir también la fundación de esta teoría del tratado, iniciando con las leyes de Kirchhoff sobre el poder de emisión y la absorción; Y también intento escribir un tratado que también podría ser capaz de servir como una introducción del estudio de la teoría completa de la radiación de calor sobre las bases consistentes en la termodinámica. En consecuencia, el tratado inicia desde el simple conocimiento experimental de las leyes de la óptica, para extenderse gradualmente y adicionar resultados de la electrodinámica y la termodinámica, el problema de la distribución de energía y la irreversibilidad. Haciendo esto he desviado frecuentemente desde los métodos acostumbrados en tratamiento, sin embargo, siempre que el tema presentado o las consideraciones con respecto a la forma de presentación parecían exigirlo, especialmente al derivar las leyes de Kirchhoff, en el cálculo de la presión de radiación de Maxwell, en la generalización de las radiaciones en cualquier distribución espectral de la energía.

He presentado en el lugar adecuado los resultados de mi propia investigación dentro del tratado. Una lista de estos ha sido agregado al final del libro para al final del libro para facilitar la comparación y análisis en cuanto a detalles especiales.

Deseo sin embargo, enfatizar aquí que he estado fijado completamente en el último párrafo de este libro, es decir, que la teoría así desarrollada principalmente no pretende ser perfecta o completa, aunque creo que apunta a una posible forma de continuar por el proceso de radiación de energía desde el mismo punto de vista del proceso de movimiento molecular.

PARTE I

HECHOS FUNDAMENTALES Y DEFINICIONES.

RADIACION DE CALOR

CAPÍTULO I INTRODUCCION GENERAL

1. El calor puede ser propagado por un medio estacionario en dos formas totalmente diferentes, por conducción y por radiación.

La conducción depende de la temperatura del medio en el cual toma lugar, o estrictamente hablando, sobre la distribución no uniforme de temperatura en el espacio, como una medida del gradiente de temperatura. En una región donde la temperatura del medio es la misma en todos los puntos no es posible la conducción de calor.

La Radiación térmica, sin embargo, es en sí misma independiente de la temperatura del medio a través del cual pasa. Es posible, por ejemplo concentrar los rayos solares en un foco y que atraviesen una lente convergente de hielo, este último permanece con una temperatura constante de 0° , y también encender un cuerpo inflamable. Generalmente hablando, la radiación es un poco más complicada que el fenómeno de conducción del calor. La razón de esto es que el estado de radiación que esta dado en un instante y en un punto del medio no puede estar representado, como si puede el flujo de calor por conducción, por un vector simple (esto es, una sola dirección). Todos los rayos de calor los cuales están dados en un instante pasan a través del mismo punto del medio son perfectamente independientes uno del otro y de acuerdo a especificar completamente el estado de la intensidad de radiación debe ser conocida en todas las direcciones, en infinito número, los cuales pasan a través del punto en cuestión; para este propósito dos deben ser consideradas como diferentes direcciones, porque la radiación en una de estas es bastante independiente de la radiación en otra.

FUNDAMENTOS Y DEFINICIONES

2. Poniendo a parte del presente cualquier teoría especial de la radiación térmica, declararemos una ley posterior soportada por un gran número de hechos experimentales. Hasta ahora las propiedades físicas de esta ley son de interés. Los rayos de calor son idénticos con los rayos de luz de la misma longitud de onda. El término de “radiación térmica”, entonces, puede ser aplicado a todos los fenómenos físicos que sean de la misma naturaleza que los rayos de luz. ”Cada rayo de luz es simultáneamente un rayo de calor”. Debemos también, por motivos de brevedad, ocasionalmente hablar de “color” de un rayo de calor de acuerdo a denotar su longitud de onda o periodo. Como una consecuencia adicional de esta ley debemos aplicar a la radiación térmica las conocidas leyes experimentales de la óptica, especialmente aquellas de reflexión y refracción, así como estas se relacionan con la propagación de la luz. Los fenómenos de difracción, hasta el momento únicamente toman lugar en

un espacio de dimensiones considerables, se debe excluir una cantidad considerable de su complicada naturaleza. Estamos sin embargo obligados a introducir correctamente desde el principio a ciertas restricciones respecto al tamaño de las partes del espacio que son consideradas. A lo largo de la siguiente discusión asumiremos que las dimensiones lineales de todas las partes del espacio considerado, así como el radio de curvatura de todas las superficies bajo consideración, son más grandes comparadas con la longitud de onda de los rayos considerados. Si se asume esto podremos sin error apreciable, negar completamente la influencia de la difracción causada por los límites de las superficies, y aplicar ordinariamente en todas partes las leyes de reflexión y refracción de la luz.

Para resumir: Distinguiremos de una vez por todas entre dos clases de longitudes de orden de magnitud totalmente diferentes- dimensiones de cuerpos y longitudes de ondas. Por otra parte, incluso las diferenciaciones de la forma, i.e., elementos de longitud, área y volumen, serán consideradas como mayores en comparación con poder de la longitud de onda.

En la mayoría de los casos, sin embargo, la longitud de onda de los rayos que desearíamos considerar, deben ser más grandes que las partes del espacio considerado. Sin embargo, si no hay otra restricción en nuestra elección del tamaño de las partes del espacio para ser considerado, asumir esto no da lugar a ninguna dificultad particular.

3. Incluso más esencial para toda la teoría de la radiación térmica que las discusiones entre longitud de onda larga y corta, es la distinción entre intervalos largos y cortos de tiempo. Por la definición de intensidad de un rayo de calor. Siendo la energía transmitida por un rayo por unidad de tiempo, implica asumir que la unidad de tiempo elegida es mayor comparada con el periodo de vibración correspondiente al color del rayo. Si esto no fuera así, obviamente el valor de la intensidad de radiación podría, en general depender de una fase particular de vibración en la cual la medida de la energía del rayo habría iniciado. Y la intensidad de un rayo con periodo constante y su amplitud podrían no ser independientes de la fase inicial, a menos que por el cambio de unidad de tiempo sean una integral múltiple del periodo. Evitar esta dificultad, nos obliga a postular generalmente que la unidad de tiempo, o más bien que el elemento de tiempo usado definiendo la intensidad, incluso si este aparece en la forma de un diferencial, debe ser más grande comparado con el periodo de todos los colores contenidos en el rayo en cuestión.

La última declaración lleva a una importante conclusión en cuanto a la radiación de intensidad variable. Si usáramos una analogía de la acústica, hablaríamos de “beats” en el caso de las intensidades de cambios periódicos experimentados, la “unidad” de tiempo requerido para la intensidad instantánea de la radiación debe ser necesariamente más pequeña comparada con el periodo de los beats. Ahora, ya que desde la declaración previa nuestra unidad debe ser más grande comparada con un periodo de vibración, si sigue que el periodo de los beats debe ser más largo comparado con el de una vibración. Sin esta restricción sería imposible distinguir propiamente entre “beats” y una simple vibración. Similarmente, en el caso general de una variable de intensidad de radiación arbitraria. Las vibraciones deben tomar lugar muy rápidamente comparadas con los cambios relativamente lentos de la intensidad. [Términos de variación rápida y términos de variación lenta] Estas normas implican, por supuesto, una cierta restricción de gran alcance de los fenómenos de radiación que se estén considerando.

A esto puede ser agregado que una restricción similar es hecha en la teoría cinética de los gases para separar los movimientos de un gas simple dentro de dos clases: visible, grueso, o molar, y invisible, fino, o molecular. Porque desde la velocidad de una sola molécula es una cantidad perfectamente inequívoca.

Esta conclusión no puede ser redactada a menos que se asuma que los componentes de la velocidad de las moléculas contenidas en volúmenes suficientemente pequeños, tienen ciertos valores medios, independientes del tamaño de los volúmenes. Este en general no necesita de ninguna manera de ser el caso. Si como el valor medio, incluyendo el valor cero, no existiera, la distinción entre movimiento del gas como un todo y el movimiento aleatorio indirecto del calor no puede ser hecha.

Volviendo ahora a la investigación de las leyes de acuerdo con las cuales el fenómeno de radiación toma lugar en un medio que se supone está en reposo, el problema puede ser abordado en dos formas:

Debemos ya sea seleccionar un cierto punto en el espacio e investigar los diferentes rayos pasando a través de este punto a medida que pasa el tiempo, o podemos seleccionar un rayo distinto e indagar dentro de su historia, que es, dentro de la forma en

la cual fue creado, propagado y finalmente destruido. Para la siguiente discusión, será aconsejable empezar con el segundo método tratado y considerar primero los tres procesos mencionados.

4. Emisión: La creación de un rayo de calor es generalmente denotado por la palabra emisión. De acuerdo al principio de la conservación de la energía, la emisión siempre tiene lugar en la expansión de otras formas de energía (calor, energía química o eléctrica, etc.). Y por lo tanto, se sigue que únicamente las partículas materiales, no volúmenes geométricos o superficies, pueden emitir rayos de calor. Es verdad que por motivos de brevedad frecuentemente se habla de la superficie como un cuerpo que radia calor a los alrededores, pero esta forma de expresión no implica que la superficie este actualmente emitiendo rayos de calor. Estrictamente hablando la superficie de un cuerpo nunca emite rayos, sino más bien permite que parte de los rayos que vienen desde el interior pasen a través. La otra parte es reflejada en el interior y de acuerdo a que tan grande o pequeña es la fracción transmitida a la superficie parece emitir más o menos intensidad de radiación.

Debemos ahora considerar el interior de una sustancia emisora que asumimos es físicamente homogénea, y en esta debemos seleccionar cualquier elemento de volumen d_τ de tamaño no demasiado pequeño. Entonces la energía la cuál es emitida por radiación por unidad de tiempo por todas las partículas en ese elemento de volumen será proporcional a d_τ . Intentaremos un análisis cercano al proceso de emisión y lo resolveremos dentro de sus elementos, indudablemente encontraremos condiciones muy complicadas, que luego serán necesarias para considerar elementos del espacio de tamaño tan pequeño que este podría ya no ser admisible para pensar la sustancia como homogénea. Y podríamos tener que permitir la constitución atómica. Por lo tanto la cantidad finita obtenida dividiendo la radiación emitida por un elemento de volumen d_τ por este elemento d_τ no es considerada únicamente como un cierto valor medio. Sin embargo, debemos como una regla ser capaces de tratar el fenómeno de emisión como si todos los puntos del elemento de volumen d_τ tomaran parte en la emisión en una manera uniforme, de este modo simplificaremos enormemente nuestros cálculos. Cada punto de d_τ será

luego el vértice de un lápiz¹⁵ de rayos que divergen en todas las direcciones como un lápiz que viene desde un solo punto no representa una cantidad finita de energía, porque una cantidad finita es emitida solo por un pequeño volumen posiblemente finito, no por un solo punto.

Lo siguiente que debemos asumir es que nuestra sustancia emisora es isotrópica. Por lo tanto la radiación del elemento de volumen d_τ es emitida uniformemente en todas las direcciones del espacio. Extraer un cono en una dirección arbitraria, teniendo cualquier punto del elemento de radiación como vértice, y describiendo alrededor del vértice como el centro de una esfera cuyo radio es una unidad. Esta esfera intersecta el cono en lo que se conoce como el ángulo sólido ¹⁶del cono, y desde el medio isotrópico permite que la radiación en cualquier elemento cónico sea proporcional a su ángulo sólido.

Esto se mantiene para cualquier tamaño del cono. Si nosotros consideramos el ángulo sólido del cono como infinitamente pequeño y de tamaño d_Ω podremos hablar de la radiación emitida en una cierta dirección, pero siempre en el sentido que es la emisión para una cantidad finita de energía con un número infinito de direcciones son necesarias y estas forman un ángulo sólido finito

5. La distribución de energía en general es bastante arbitraria; esto es, los diferentes colores¹⁷ de una cierta radiación pueden tener diferentes intensidades. El color de un rayo en la física experimental usualmente es denominado por su longitud de onda, porque su cantidad es medida directamente, Para el tratado teórico, sin embargo, es usualmente preferible el uso de la frecuencia ν , en lugar de la característica del color o la longitud de onda, ya que esta cambia de un medio a otro,

¹⁵ La siguiente definición se utilizará para referirse a la palabra lápiz: Pencil: -a set of light rays, lines, etc. converging to or diverging narrowly from a single point.

Lápiz: un conjunto de rayos de luz, líneas, etc. Que convergen o divergen estrechamente desde un solo punto.

¹⁶ Ángulo sólido: medida de la proporción espacio-volumen que está integrando entre un punto y la superficie. Ver Anexo B

¹⁷ Colores: propiedades de las ondas como longitud de onda o frecuencia.

la frecuencia permanece inalterable en la luz o el calor pasando a través de un medio estacionario. Debemos, sin embargo, después denotar un cierto color para un valor correspondiente de ν , y un cierto intervalo de color por los límites del intervalo ν y ν' , donde $\nu' > \nu$. La radiación tiende en cierto intervalo de color dividido por la magnitud $\nu' - \nu$ del intervalo, debemos llamar la radiación media del intervalo ν to ν' . Asumiremos que sí, mantenemos ν constante, tomaremos el intervalo $\nu' - \nu$ suficientemente pequeño y denotar por d_ν el valor de la radiación media enfocando en un valor límite definido, independientemente del tamaño de d_ν , y mostraremos brevemente la llamada "frecuencia de radiación ν ." Para producir una intensidad finita de radiación, el intervalo de frecuencia, aunque quizás pequeño, debe ser finito.

Tendremos finalmente que permitir la polarización de la emisión de radiación. Desde el medio que se asumió como isotrópico los rayos emitidos no están polarizados. Por lo tanto cada rayo tiene dos veces la intensidad de uno de sus componentes polarizados planos, los cuales podrían e.g.. Ser obtenidos pasando el rayo a través de un prisma de Nicol

6. Resumiendo todo lo dicho hasta ahora, podemos equipar de energía total en un rango de frecuencia desde ν , hasta $\nu + d_\nu$ emitida en el tiempo d_t en la dirección de un elemento cónico d_Ω por un elemento de volumen d_τ para

Ecuación 1

$$d_\tau d_t d_\Omega d_\nu 2\epsilon_\nu \quad (1)$$

La cantidad finita ϵ_ν es llamada el coeficiente de emisión del medio por la frecuencia ν . Es una función positiva de ν y se refiere al plano del rayo polarizado de color y dirección definidos. La emisión total del elemento de volumen d_τ puede ser obtenida desde esta por integración de la dirección, y desde la integral sobre todos los elementos cónicos d_Ω son 4π , obtenemos:

Ecuación 2

$$d_\tau d_t 8\pi \int_0^\infty \epsilon_\nu d_\nu \quad (2)$$

7. El coeficiente de emisión ϵ depende, no solo de la frecuencia ν , si no también de la condición de la sustancia emisora contenida en el elemento de volumen $d\tau$, y, generalmente hablando, en una muy complicada forma de acuerdo con los procesos físicos y químicos que toman lugar en los elementos de tiempo y volumen en cuestión. Pero las leyes empíricas de emisión de cualquier elemento de volumen dependen completamente de cómo se da en el interior del elemento manteniéndose (principio de Prevost). Un cuerpo A a 100°C emite hacia un cuerpo B a 0°C . Exactamente la misma cantidad de radiación que hacia un cuerpo B' de 1000°C ubicado a una la misma distancia. El hecho de que un cuerpo A sea enfriado por un B y calentado por B' se debe energéticamente al hecho de que B es un más débil, B' es más fuerte que A.

Mostraremos simplificando aún más la proposición de que las condiciones físicas y químicas de emisión de la sustancia dependen de una sola variable, es decir, sobre su temperatura absoluta T. Una consecuencia necesaria de esto es que el coeficiente de emisión ϵ depende, a parte de la frecuencia ν y de la naturaleza del medio, únicamente en la temperatura T.

La última declaración excluye desde nuestra consideración de un número de fenómenos de radiación, como la fluorescencia o la fosforescencia, electricidad y luminosidad química, con el cual E. Wiedmann ha dado el nombre común de “fenómenos de luminiscencia.” Trataremos con puro “radiación térmica” exclusivamente.

Un caso especial de la radiación térmica es el caso de la naturaleza química de las sustancia de emisión estando invariable. En este caso la emisión toma lugar en el gasto de calor del cuerpo. Sin embargo, es posible, de acuerdo a lo que se ha dicho, Tener radiación térmica mientras cambios químicos tienen lugar, proporcionan una condición química que está completamente determinada por la temperatura.

8. Propagación. La propagación de la radiación en un medio que se asume como homogéneo, isotrópico y que tiene lugar en una línea recta y con la misma velocidad en todas las direcciones, el fenómeno de difracción está completamente excluido. Aunque, en general, cada rayo sufre en la propagación un debilitamiento, porque una cierta fracción de su energía es continuamente desviada desde su dirección original y dispersada en todas las direcciones. Este fenómeno de “dispersión”, lo cual significa que ninguna creación o destrucción de energía radiante pero si un cambio simple en su distribución, sucede, generalmente hablando, que todos los medios

difieren de un vacío absoluto, incluso en las sustancias que son químicamente puras. La causa de esto es que ninguna sustancia es homogénea en el absoluto sentido de la palabra. Los elementos más pequeños de espacio siempre exhiben algunas discusiones sobre considerar su estructura atómica. Pequeñas impurezas como por ejemplo, partículas de polvo, incrementan la influencia de la dispersión sin embargo, apreciablemente afectando su carácter en general. Por lo tanto, así llamas “medios turbios”, i.e., como contener partículas extrañas, puede ser debidamente considerado como ópticamente homogéneo, proporcionado solamente las dimensiones lineales de las partículas exteriores además de las distancias de las partículas vecinas son suficientemente pequeñas comparadas con la longitud de onda de los rayos considerados. En cuanto al fenómeno óptico, entonces, no hay una distinción fundamental entre sustancias químicamente puras y los medios turbios que se describieron. El espacio no es ópticamente vacío en el absoluto sentido de la palabra excepto un vacío. Por lo tanto, puede decirse que en una sustancia químicamente pura existe un vacío Turbio por la presencia de moléculas.

Un típico ejemplo de dispersión es ofrecido por el comportamiento de un rayo de sol en la atmosfera. Donde, con un cielo despejado, y el sol encontrándose en el zenit, únicamente sobre dos tercios de la radiación directa del sol alcanzan la superficie de la tierra. El resto es interceptado por la atmosfera, siendo parcialmente absorbido y convertido en aire caliente, parcialmente, sin embargo, distribuido y convertido en rayos de sol difusos. Este fenómeno se da no probablemente por las partículas suspendidas en la atmosfera sino por las moléculas del aire en sí mismas.

Si la dispersión depende de reflexión, o difracción o de efectos de resonancia, de moléculas o partículas es un punto que dejaremos completamente a parte. Únicamente consideraremos el hecho de que cada rayo es en su camino a través del medio pierde una cierta fracción de su intensidad. Para una pequeña distancia, s , dice

Ecuación 3

$$\beta_v s \quad (3)$$

Donde la cantidad positiva β_v es independiente de la intensidad de radiación y es llamada “coeficiente de dispersión” del medio. En tanto el medio asumido sea isotrópico β_v es también independiente de la dirección, propagación y polarización del el rayo. Esto depende, sin embargo, como se indica por el subíndice v , no solamente la constitución física y química del cuerpo sino también de una muy

marcada grado sobre la frecuencia. Para ciertos valores de β_v puede ser tan grande que la propagación en línea recta de los rayos es virtualmente destruida. Para otros valores de v , sin embargo β_v puede volverse tan pequeña que la dispersión puede ser enteramente despreciable. Pero generalmente debemos asumir un valor medio para β_v . En los casos de mayor importancia β_v incrementa tanto como v , i.e., la dispersión es notablemente más grande para rayos de longitud de onda corta. Por lo tanto el color azul penetra en la ventana del techo.

La distribución de radiación de energía es propagada desde el lugar donde la distribución ocurre una forma similar en la cual la energía de emisión es propagada desde el lugar de la emisión, ya que viaja en todas las direcciones del espacio. Sin embargo, esta no tiene la misma intensidad en todas las direcciones, y además es polarizada en algunas direcciones, dependiendo de la extensión de la dirección del rayo original. No necesitamos, entrar en discusión sobre cualquiera de estas discusiones.

9. Mientras el fenómeno de dispersión significa una modificación continua en el interior del medio, un cambio discontinuo en ambas: dirección e intensidad del rayo ocurren cuando este alcanza el límite de un medio y encuentra con la superficie de un segundo medio. El último, como la forma, será asumido como homogéneo e isotrópico. En este caso, generalmente el rayo es parcialmente reflejado y parcialmente transmitido. La Reflexión y refracción pueden ser “regulares” siendo aquí un solo rayo reflejado de acuerdo a las leyes de refracción de Snell, o, ellos pueden “dispersarse”. Lo cual significa que desde el punto de incidencia en la superficie de radiación se extiende dentro de los dos medios con intensidades diferentes en direcciones diferentes. Además, describe la superficie del segundo medio como “suave” o “áspero” respectivamente. La reflexión difusa que ocurre en una superficie rugosa se puede distinguir cuidadosamente desde la reflexión a la superficie suave en un medio turbio. En ambos casos parten de los rayos incidentes que regresan al primer medio como radiación que se dispersa.

Pero en la primera dispersión ocurre sobre la superficie, en la segunda es más o menos capas delgadas inciden completamente en el segundo medio

10. Cuando una superficie suave (pulida) refleja completamente todos los rayos incidentes, es aproximadamente el caso de las superficies metálicas, esto se denomina “Reflectividad”. Cuando una superficie áspera refleja completamente todos los rayos incidentes y uniformemente en todas las direcciones esto se denomina

“blanca”. El otro extremo, es decir, la transmisión completa de todos los rayos incidentes a través de la superficie nunca ocurre con superficies suaves y menos si los dos medios contiguos son ópticamente diferentes. Una superficie áspera tiene la propiedad de transmitir completamente la radiación incidente esta se describe como “negra”.

Además de “superficies negras” también se denominan como “Cuerpo negro”. De acuerdo a G.Kirchhoff se denota un cuerpo el cual tiene propiedad de permitir que todos los rayos incidentes entren a la superficie sin reflexión y no permite que los deje otra vez. Por lo tanto parece que un cuerpo negro debe satisfacer tres condiciones independientes. Primero, el cuerpo debe tener una superficie negra permitiendo que los rayos incidan en la superficie sin reflexión. Ya que, en general, las propiedades de la superficie dependen de ambos cuerpos los cuales están en contacto. Esta condición muestra que las propiedades de negro que son aplicadas a un cuerpo dependen no solamente de la naturaleza del cuerpo sino también de la continuidad del medio. Un cuerpo que sea relativamente negro al aire no necesita ser relativamente al vidrio. Y viceversa. Segundo, el cuerpo negro debe tener un cierto espesor mínimo dependiendo de su poder de absorción para asegurar después que el rayo que está pasando dentro del cuerpo no es capaz de abandonarlo después en un punto diferente en la superficie. El cuerpo más absorbente es el de valor más pequeño de grosor, mientras que en el caso de cuerpos con infinitamente pequeño poder de absorción solo una capa de grosor infinito puede ser relacionada como negra.

Tercero el cuerpo negro debe tener un coeficiente infinitamente pequeño de distribución (Sec 8), De otra manera los rayos recibidos por el pueden parcialmente distribuirse en el interior y pueden dejar otra vez la superficie.

11. Todas las distinciones y definiciones mencionadas en los dos anteriores párrafos hacen referencia a los rayos de un color definido únicamente.

Podría muy bien suceder que, e.g., una superficie la cual esta áspera por una cierta clase de rayos debe ser considerada como una suave por una clase diferente de rayos. Fácilmente parecería que, en general, una superficie parece decrecer grados de aspereza por incrementando longitudes de onda ahora, desde las superficies suaves no reflectantes no existen (Sec.10) permite que todas las superficies negras aproximadamente puedan ser confiables en la práctica (lámparas negras, platino negro) mostrando apreciablemente la reflexión de rayos de suficiente longitud de onda.

12. Absorción. Los rayos de calor son destruidos por “absorción” de acuerdo al principio de conservación de la energía la energía de la radiación térmica es de este modo convertidas a otra forma de energía (calor, energía química). Así solo las partículas materiales pueden absorber los rayos de calor, no los elementos ni las superficies, a pesar de que algunas veces por motivos de brevedad la expresión de absorción en superficies sea utilizada.

Sin embargo la absorción tiene lugar en, los rayos de calor pasando a través del medio bajo consideración son debilitados por una cierta fracción de su intensidad por cada parte del camino que atraviesan. Para una distancia lo suficientemente pequeña s esta fracción es proporcional a s , y puede ser escrita

Ecuación 4

$$\alpha_{\nu} s \quad (4)$$

Aquí α_{ν} es conocida como “coeficiente de absorción” del medio por un rayo de frecuencia ν . Asumimos este coeficiente será independiente de la intensidad; Sin embargo, dependerá en general en no homogéneo y no isotrópico medio de la posición de s y de la dirección de la propagación ejemplo:(turmalina). Debemos, sin embargo, considerar únicamente sustancias homogéneas e isotrópicas, y después suponer que α_{ν} tiene el mismo valor en todos los puntos y en todas las direcciones en el medio, y dependiendo no solamente de la frecuencia ν , de la temperatura T y de la naturaleza del medio.

Sin embargo α_{ν} no es diferente de cero excepto por un rango de límite del espectro, el medio muestra la absorción “selectiva”. Para los colores en los que $\alpha_{\nu} = 0$ y también el coeficiente de dispersión es $\beta_{\nu} = 0$ el medio es descrito como “transparente” o “**diathermanous**”. Pero las propiedades de absorción selectiva y de **diatermancia** pueden variar ampliamente en el medio con, la temperatura. En general asumiremos un valor medio para α_{ν} esto implica que la absorción en una distancia igual a una sola longitud de onda es muy pequeña, porque la distancia s , mientras más pequeña sea, contiene muchas longitudes de onda (Sec 2).

13. Las consideraciones precedentes la emisión, la propagación y la absorción de los rayos de calor satisfecha por un tratado matemático del fenómeno de radiación. El cálculo requiere del conocimiento del valor de las constantes y las condiciones iniciales y los limites, y una relación completa entre los campos y los cambios que la

radiación sufre en un determinado tiempo o en un medio continuo de una clase de estado, incluyendo los cambios de temperatura causados por esto. El cálculo actual es usualmente muy complicado. Sin embargo, mostraremos una introducción al tratamiento especial de los casos discutidos en el fenómeno de radiación en general desde diferentes perspectivas, es decir fijando nuestra atención no solo en un rayo definido, sino en una posición definida en el espacio.

14. Dejemos a d_σ ser una elección, un elemento infinitamente pequeño de un área interior de un medio a través del cual pasa radiación. En general en el instante en que los rayos pasan a través del elemento en varias direcciones, La energía radiada a través de un elemento de tiempo d_t y del coseno del ángulo θ puede ser la normal de d_σ con la dirección de la radiación. Si nosotros hacemos d_σ , lo suficientemente pequeña, luego, a pesar de que, es únicamente una aproximación al estado actual de los asuntos, podemos pensar que todos los puntos en d_σ están siendo afectados por la radiación en la misma forma. Entonces la energía radiada mediante d_σ en una dirección definida debe ser proporcional a un ángulo sólido el cual es medido por $d_\sigma \cos \theta$. Se ve fácilmente que, cuando la dirección de los elementos están variando relativamente aunque desaparece cuando.

$$\theta = \frac{\pi}{2}$$

Ahora en general en un lápiz de rayos propagados desde cada punto del elemento d_σ en todas las direcciones, pero con diferentes intensidades, y cualquier dos lápices emanando desde dos puntos diferentes del elemento son idénticamente guardados por diferencia de orden superior. Uno solo de estos lápices que vienen desde un punto singular no representa una cantidad finita de energía, porque una cantidad finita de energía es radiada únicamente a través de un área finita. Esto sustenta también el paso de rayos a través de los llamados focos. Por ejemplo, cuando un rayo de luz pasa a través de una lente convergente y se concentra en el plano focal del lente, los rayos solares no convergen en un solo punto, cada lápiz de rayos paralelos forma un foco separado y todos estos focos separados constituyen juntos una pequeña representación en la superficie de una imagen finita del Sol. Una cantidad finita de energía no pasa a través de menos que una porción finita de superficie.

15. Ahora vamos a considerar generalmente un lápiz, el cual es propagado desde un punto del elemento d_σ como un vértice en todas las direcciones del espacio y en ambos lados de d_σ . Una cierta dirección puede ser especificada por el ángulo θ (entre 0 y π), como la ya usada, y por un **azimuth** ϕ (entre 0 y 2π). La intensidad en esta dirección es la energía propagada en un cono infinitesimal delgado limitado por θ y $\theta d\theta$

ϕ y $\phi + d\phi$. El ángulo sólido de este cono es

Ecuación 5

$$d\Omega = \sin \theta d\theta d\phi \quad (5)$$

Así la energía radiada en el tiempo dt a través del elemento de área $d\sigma$ en la dirección del cono $d\Omega$ es:

Ecuación 6

$$d\Omega K = K \sin \theta \cos \theta d\phi d\sigma dt \quad (6)$$

La cantidad finita K cuyo término será “Intensidad específica” o “brillo”, $d\Omega$ el “ángulo sólido” de la emanación del lápiz, desde un punto del elemento $d\sigma$ en la dirección (θ, ϕ) . K es una función positiva de la posición, tiempo, y de los ángulos θ y ϕ . K es en general la intensidad específica de la radiación en diferentes direcciones que son completamente independientes las unas de otras. Por ejemplo, al sustituir $\pi - \theta$ y $\pi + \phi$ para ϕ en la función K , obtenemos la intensidad específica de radiación en la dirección diametralmente opuesta, una cantidad que en general es muy diferente al precedente.

Para la Radiación total a través del elemento de área d_σ hacia un lado, dice que uno de los cuales es θ es un ángulo agudo, obtendremos por integración con respecto a ϕ desde 0 a 2π y con respecto a θ desde 0 hasta $\frac{\pi}{2}$

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\theta K \sin \theta \cos \theta d_\sigma dt$$

Debería la radiación ser uniforme en todas las direcciones y por lo tanto K ser una constante, la radiación total en un lado será

Ecuación 7

$$\pi K d_{\sigma} d_t \quad (7)$$

16. Al hablar de la radiación en una dirección definida (θ, ϕ) uno debería siempre mantener en mente que la energía radiada en un cono no es finita bajo a no ser que el ángulo del cono sea finito. La radiación no finita de luz o calor toma lugar en una dirección definida únicamente, o expresando de modo diferente, En la naturaleza no existe la luz absolutamente paralela o un frente de onda absolutamente plano.

Desde un lápiz de rayo de luz llamado “paralelo” una cantidad finita de energía de radiación puede únicamente obtenerse si los rayos o ondas normales del lápiz divergen en una forma finita a través de un cono angosto.

17. La intensidad específica K de la energía total radiada en una cierta dirección puede ser dividida dentro de intensidades de los rayos separados perteneciendo a diferentes regiones del espectro el cual viaja independientemente de uno a otro. Por lo tanto, consideraremos la intensidad de radiación, sin un cierto rango de frecuencias, desde ν hasta ν' . Si el intervalo $\nu' - \nu$ debe ser suficientemente pequeño y es denotado por d_{ν} , la intensidad de radiación sin el intervalo es proporcional a d_{ν} . Tal radiación es llamada homogénea o monocromática.

Una última característica propia de un rayo de dirección definida, intensidad y color es su estado de polarización. Si nosotros desintegráramos un rayo, el cual está en cualquier estado de polarización y cualquier viaje en una dirección definida y tiene una frecuencia definida ν dentro de los componentes de dos planos polarizados la suma de los componentes de las intensidades será igual a la intensidad del rayo como un todo, independientemente de la dirección de los dos planos, siempre que los dos planos de polarización, los cuales de otra manera pueden ser tomadas al azar, son los ángulos correctos para otros. Si su posición es denotada por el azimuth ψ de uno de los planes de vibración (plano del vector eléctrico), luego de ds componenres de la intensidad pueden ser escritos en la forma

Ecuación 8

$$K_{\nu} \cos^2 \psi + K'_{\nu} \sin^2 \psi$$

$$Y \quad K_{\nu} \sin^2 \psi + K'_{\nu} \cos^2 \psi \quad (8)$$

En esto K es independiente de ψ . Estas expresiones serán llamadas el “componente de la intensidad específica de radiación de frecuencia ν .” La suma es independiente de ψ y es siempre igual a la intensidad del rayo total $K_{\nu} + K'_{\nu}$. Al mismo tiempo K_{ν} y K'_{ν} . Representando respectivamente los valores grandes y pequeños los cuales uno u otro de los componentes pueden tener, es decir, cuando $\psi = 0$ y $\psi = \frac{\pi}{2}$

Por lo tanto llamamos a estos valores los “principales valores de las intensidades” o las “principales intensidades” y los correspondientes planos de vibración que llamamos “principales planos de vibración” de un rayo. Por supuesto ambos, en general, varían con el tiempo. Así podemos escribir generalmente

Ecuación 9

$$K = \int_0^{\infty} d\nu (K_{\nu} + K'_{\nu}) \quad (9)$$

Donde las cantidades positivas K_{ν} y K'_{ν} , los dos valores principales de la intensidad específica de la radiación (brillo) de frecuencia ν , depende no solo de ν sino también de su posición, el tiempo, y los ángulos de θ y ϕ . Si sustituimos en (6) la energía radiada en el tiempo dt a través del elemento de área $d\sigma$ en la dirección del elemento cónico $d\Omega$ asume el valor

Ecuación 10

$$dt d\sigma \cos\theta d\Omega \int_0^{\infty} d\nu (K_{\nu} + K'_{\nu}) \quad (10)$$

Y por la radiación en un plano monocromático polarizado de brillo K_{ν} :

Ecuación 11

$$dt d\sigma \cos\theta d\Omega K_{\nu} d\nu = dt d\sigma \sin\theta \cos\theta d\phi K_{\nu} d\nu. \quad (11)$$

Para los rayos no polarizados $K_{\nu} = K'_{\nu}$ y por lo tanto

Ecuación 12

$$K = 2 \int_0^{\infty} d\nu K_{\nu} \quad (12)$$

Y la energía de un rayo monocromático de frecuencia ν será:

Ecuación 13

$$2dt d\sigma \cos\theta d\Omega K_\nu dv = 2dt d\sigma \sin\theta \cos\theta d\phi K_\nu dv. \quad (13)$$

Además la radiación esta uniformemente distribuida en todas las direcciones, el total de radiación mediante $d\sigma$ hacia un lado puede encontrarse desde (7) hasta (12) ; esto esEscriba aquí la ecuación.

Ecuación 14

$$2\pi d\sigma dt \int_0^\infty K_\nu dv. \quad (14)$$

18. Ya que en la naturaleza K_ν nunca va a ser infinitamente grande, K no tendrá un valor infinito a menos que K_ν difiera de cero, encima de un rango infinito de frecuencias. Por lo tanto aquí existe en la naturaleza una absolutamente homogénea o monocromática radiación de luz o calor. Una cantidad finita de radiación contiene siempre a pesar de que posiblemente rangos muy estrechos del espectro. Esto implica una diferencia fundamental desde el fenómeno correspondiente de acústica, donde una intensidad finita de sonido puede corresponder a una sola frecuencia Esta diferencia es, entre otras cosas, la causa del factor de la segunda ley de la termodinámica tiene una importante soporte sobre la luz y los rayos de calor, pero no las ondas de sonido. Eso puede ser discutido después.

19. Desde la ecuación (9) se ve que la cantidad K_ν , la intensidad de radiación de frecuencia ν , y la cantidad K , la intensidad de radiación de todo el espectro, son de diferentes dimensiones. Más lejos notar que, sobre la subdivisión del espectro de acuerdo a longitudes de onda λ , en vez de frecuencias ν , la intensidad de radiación E_λ de la longitud de onda λ correspondiendo a la frecuencia ν que no se obtiene simplemente reemplazando ν en la expresión por K_ν para el valor correspondiente de λ deducido desde

Ecuación 15

$$\nu = \frac{q}{\lambda} \quad (15)$$

Donde q es la velocidad de propagación. Por si $d\lambda$ y dv se refieren al mismo intervalo del espectro, tendremos, no $E_\lambda = K_\nu$, pero $E_\lambda d\lambda = K_\nu dv$. Para diferenciar (15) y poner atención a los signos correspondientes valores de $d\lambda$ y dv la ecuación

$$dv = \frac{q d\lambda}{\lambda^2}$$

Es obtenida. Por lo tanto tenemos por sustitución:

Ecuación 16

$$E_\lambda = \frac{q K_\nu}{\lambda^2} \quad (16)$$

Esta relación muestra entre otras cosas un cierto máximo en el espectro de E_λ y K_ν que se encuentra los diferentes puntos del espectro.

20. Cuando las intensidades principales K_ν y K'_ν de todos los rayos monocromáticos son dados en todos los puntos del medio y en todas las direcciones, el estado de radiación es conocido en todos los respectos y en todas las direcciones relacionadas pueden ser respondidas. Mostraremos esto por dos aplicaciones de casos especiales, encontremos primero la cantidad de energía la cual es radiada a través de cualquier elemento de área $d\sigma$ hacia cualquier otro elemento $d\sigma'$. La distancia r entre los dos elementos puede ser considerada como grande comparada con las dimensiones lineales del elemento $d\sigma$ y $d\sigma'$ pero permanecerán tan pequeños que la cantidad no apreciable de radiación que es absorbida o esparcida a lo largo. Esta condición es, por supuesto, superflua para el medio diatérmico.

Desde cualquier punto definido de $d\sigma$ los rayos pasan por todos los puntos de $d\sigma'$. Estos rayos forman un cono el en cual el vértice se encuentra en $d\sigma$ y cuyo ángulo solido es

$$d\Omega = \frac{d\sigma' \cos(\nu', r)}{r^2}$$

Donde v' denota la normal de $d\sigma'$ y el ángulo (v', r) es tomado de un ángulo agudo. Este valor de $d\Omega$ es, una cantidad despreciablemente pequeña de orden superior, independiente de la posición particular del vértice del cono sobre $d\sigma$.

Si nosotros denotáramos aún mas el $d\sigma$ por v el ángulo θ de (14) será el ángulo (v, r) y por lo tanto de la expresión (6) la energía de radiación seria encontrada

Ecuación 17

$$k \frac{d\sigma d\sigma' \cos(v, r)}{r^2} dt \quad (17)$$

Para una radiación monocromática polarizada de frecuencia ν la energía será, de acuerdo a la ecuación (11),

Ecuación 18

$$k_\nu d_\nu \frac{d\sigma d\sigma' \cos(v, r) \cos(v', r)}{r^2} dt \quad (18)$$

El tamaño relativo de los dos elementos $d\sigma$ y $d\sigma'$ puede tener cualquier valor. Ellos pueden asumir ser de la misma o de diferente orden de magnitud, proporcionar la condición queda satisfecha que r es grande comparada con las dimensiones lineales de ellos. Si nosotros escogemos $d\sigma$ pequeño comparado con $d\sigma'$ los rayos divergen de $d\sigma$ a $d\sigma'$, mientras que ellos convergen de $d\sigma$ a $d\sigma'$, si escogemos un $d\sigma$ grande comparado con $d\sigma'$

21. Desde cada punto de $d\sigma$ esta el vértice de un cono esparciéndose hacia $d\sigma'$, todo el lápiz de rayos aquí es considerado, con lo cual es definido por $d\sigma$ y d , consiste de un doble infinito de puntos del lápiz o de un cuádruple infinito de rayos el cual debe ser equiparado por la energía de radiación. Similarmente el lápiz de rayos puede

ser considerada como consistente del cono del cual emana desde todos los puntos de $d\sigma$, converge en un punto de $d\sigma'$ respectivamente como un vértice. Si nosotros imaginamos que todo el vértice de rayos es cortado por un plano de cualquier distancia arbitraria desde el elemento $d\sigma$ y $d\sigma'$ y extendido ya sea entre ellos o afuera, entonces las intersecciones de cualquiera dos puntos del lápiz sobre el plano no serán idénticas, ni siquiera aproximadamente. En general ellas serán parte superpuestas y parte extendidas fuera la una de la otra, la cantidad de superposiciones serán diferentes por diferentes intersecciones planas. Por lo tanto, estando siendo cubiertas por diferentes secciones planas. Por lo tanto se sigue que la intersección es no definida en el lápiz de rayos tanto como el interés de la uniformidad de la radiación. Sin embargo, a intersección del plano coincide con $d\sigma$ y $d\sigma'$ entonces el plano tiene una intersección definida, por consiguiente estos dos planos muestran propiedades excepcionales. Los llamaremos “planos focales” del lápiz.

En el caso especial que ya mencionamos antes, es decir, cuando de los dos planos focales es infinitamente pequeño comparado con el otro, El lápiz entero de rayos muestra el carácter de un punto del lápiz en la medida en que su forma aproximadamente lo que un cono tiene su vértice en el plano focal el cual es pequeño comparado con el otro. En ese caso la “intersección” de todo el lápiz tiene un punto definido como un valor definido. Como un lápiz de rayos, que es similar al cono, lo llamaremos lápiz elemental, y el pequeño plano focal será llamado el primer plano focal del lápiz elemental. La radiación puede estar convergiendo hacia el primer plano focal o divergiendo desde el primer plano focal. Todos los lápices de rayos pasan a través de un medio que puede ser considerado como consistente de cualquier lápiz elemental, y por lo tanto podemos basar nuestras futuras consideraciones sobre lápices elementales únicamente, lo cual es de gran conveniencia, debido a su naturaleza simple.

Como cantidades necesarias para definir un lápiz elemental con un primer plano focal dado $d\sigma$, podemos elegir no un segundo plano focal $d\sigma'$ sino la magnitud de un ángulo sólido $d\Omega$ bajo el cual $d\sigma'$ esta visto desde $d\sigma$. Por otra parte, en el caso de un lápiz arbitrario, que es, cuando dos planos focales son de el mismo orden de magnitud, el segundo plano focal en general no puede ser reemplazado por el ángulo solido $d\Omega$ sin cambiar notablemente su carácter. Por si, en lugar de $d\sigma'$ esta dada la magnitud y dirección de $d\Omega$ será tomada como una constante de todos los puntos de $d\sigma$, esta dado, entonces que la emanación de rayos desde $d\sigma$ no desde cualquier lugar

o forma de el lápiz original. Más bien un lápiz elemental cuyo primer plano focal es $d\sigma$ y cuyo segundo plano focal deja en el una distancia infinita.

22. Desde la que la energía de radiación es propagada en el medio con una velocidad finita q , debe haber un espacio finito y una cantidad finita de energía. Hablaremos de “densidad de radiación”, es decir, que por ek radio de la cantidad total de la energía de radiación contenido en un elemento de volumen de la magnitud del último. Ahora vamos a calcular la densidad de radiación u de cualquier punto arbitrario del medio, cuando consideramos un elemento de volumen infinitamente pequeño ν del punto en question, teniendo cualquier forma, nosotros debemos permitir que todos los rayos, permitimos que todos los rayos pasen a través del elemento de volumen ν . para este propósito construiremos sobre cualquier punto O de ν como el centro de la esfera de radio r , r es más grande comparada con las dimensiones de ν pero sigue siendo pequeña para no apreciar la absorción o la distribución de la radiación que toma lugar en la distancia r . (Fig. 1). Cada rayo el cuál alcanza ν debe entonces venir desde algún punto de la superficie de la esfera. Si, luego, primero consideramos solo todos los rayos que vienen de un elemento infinitamente pequeño de área $d\sigma$ sobre la superficie de la esfera, y alcanza ν . Luego se resume para todos los elementos de la superficie de la esférica. Habremos explicado todos los rayos y no hemos tomado ninguno más de una vez.

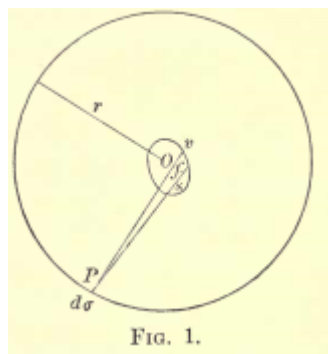


Figura 8

Calcularemos primero la cantidad de energía la cual es contribuida de la energía contenida en ν por la radiación enviada desde cualquier elemento de área $d\sigma$ hasta ν . Elegiremos $d\sigma$ entonces sus dimensiones lineales son pequeñas comparadas con esta ν y consideraremos el cono de los rayos en el cual, iniciando en un punto de $d\sigma$, encuentra el volumen ν . Este cono consiste de un número infinito de elementos cónicos con el vértice

común de P. un punto de $d\sigma$, cada corte del volumen v un cierto elemento de longitud, dice S. El ángulo sólido de tal elemento cónico es $\frac{f}{r^2}$ donde f denota el área de intersección normal para el eje de el cono en la distancia r desde el el vértice.

El tiempo requerido para el paso de la radiación a través de la distancia S es:

$$\tau = \frac{S}{q}$$

De la expresión (6) podemos encontrar la energía radiada a través de un cierto elemeto de área. En el presente caso $d\Omega = \frac{f}{r^2}$ y $\theta = 0$; por lo tanto la energía es:

Ecuación 19

$$\tau d\sigma \frac{f}{r^2} K = \frac{f_s}{r^2 q} K d\sigma \quad (19)$$

Esta energía entra al elemento cónico en v y se extiende dentro del volumen f_s , resumiendo sobre todos los elementos cónicos que inician desde $d\sigma$ y introduciendo v nosotros tendremos

$$\frac{K d\sigma}{r^2 q} \sum f_s = K \frac{d\sigma}{r^2 q} v$$

Esto representa la energía total de radiación contenida en el volumen v , hasta donde es causado por la radiación a través del elemento $d\sigma$. Para obtener la energía de radiación total contenida en v debemos integrar sobre todos los elementos $d\sigma$ contenidos en la superficie de la esfera. Denotando por $d\Omega$ el ángulo solido $\frac{d\sigma}{r^2}$ de un cono el cual tiene su centro en O e intersecta en $d\sigma$ la superficie de la esfera, obtenemos la energía total:

$$\frac{v}{q} \int k d\Omega$$

La densidad de volumen requerida es encontrada desde esto por la división de v . Esto es:

Ecuación 20

$$u = \frac{1}{q} \int k d\Omega \quad (20)$$

Ya que en la expresión r ha desaparecido, nosotros podemos pensar a K como la intensidad de radiación de todo el punto O en sí mismo. Integrando se debe tener en cuenta que K en general depende de la dirección (θ, ϕ) .

Para la radiación que es uniforme en todas las direcciones K es una constante y sobre la integración podemos obtener:

Ecuación 21

$$u = \frac{4\pi K}{q} \quad (21)$$

23. Un valor similar a la densidad de volumen total de la radiación u está ligado a la densidad de radiación de una frecuencia definida u_ν . Resumiendo para todas las partes del espectro tenemos

Ecuación 22

$$u = \int_0^\infty u_\nu \nu d\nu \quad (22)$$

Si combinamos las ecuaciones (9) y (20) tenemos:

Ecuación 23

$$u_\nu = \frac{1}{q} \int (K_\nu + K'_\nu) d\Omega \quad (23)$$

Y finalmente la radiación no polarizada uniformemente distribuida en todas las direcciones

Ecuación 24

$$u_\nu = \frac{8\pi K_\nu}{q} \quad (24)$$

Capítulo II Radiación y Equilibrio Térmico. Ley de Kirchhoff. Radiación Negra

24. Ahora aplicaremos las leyes enunciadas en el último capítulo para el caso especial del equilibrio térmico, y por lo tanto empezaremos declarando ciertas consecuencias del segundo principio de la termodinámica: Un sistema de cuerpos de naturaleza arbitraria, forma y posición la cual está en reposo y esta rodeada por una cubierta rígida, impermeable para el calor, no importa que su estado inicial pueda estar, pasando en un curso de tiempo dentro de un estado permanente, en el cual la temperatura de todos los cuerpos del sistema es la misma. Este es el estado de equilibrio térmico, en el cual la entropía del sistema tiene el máximo valor compatible con la energía total del sistema como fijada por las condiciones iniciales. Esta etapa es alcanzada, no es posible que aumente más.

En ciertos casos puede pasar que, bajo las condiciones dadas, la entropía pueda asumir no solo varios máximos, de los cuales uno es el absoluto, los demás solo tienen significados relativos. En estos casos cada estado corresponde al máximo valor de la entropía que representa el estado de equilibrio del sistema. Pero solo uno de ellos, corresponde al máximo absoluto de entropía representando el estado de equilibrio absoluto. Todos los otros son en cierto sentido inestables, en la medida de lo permitido, por pequeño que sea, la perturbación puede producir cambios permanentes en el equilibrio. En el equilibrio absolutamente estable.

Un ejemplo de esto es ofrecido por la súper saturación de vapor encerrado en un buque rígido por una sustancia explosiva. También encontraremos como equilibrio inestable los casos en los que el fenómeno de radiación.

25. Mostraremos ahora, como en el capítulo previo, asumimos que estamos tratando con un medio homogéneo e isotrópico cuya condición depende solamente de la temperatura, e investigaremos las leyes del fenómeno de radiación que deben estar de acuerdo a ser consistentes con las deducciones desde el segundo principio mencionado en la sección anterior. El significado de responder estas investigaciones es apoyado por la investigación del estado de equilibrio térmico de uno o medios, esta investigación será conducida por la aplicación de concepciones de leyes establecidas in el capítulo anterior.

Iniciaremos con el caso simple, de un solo medio extendiéndose a lo lejos en todas las direcciones del espacio, y, como todos los sistemas aquí considerados, está rodeado por una cubierta rígida impermeable de calor. Para el presente asumiremos que el medio tiene un coeficiente de emisión, absorción y esparcimiento finitos.

Vamos a considerar, primero, puntos del medio que están muy lejos de la superficie. En tales puntos la influencia de la superficie es, por supuesto, muy pequeña y desde la homogeneidad y la isotropía del medio por consiguiente en el estado de equilibrio térmico la radiación de calor tiene en todos los lugares y en todas las direcciones las mismas propiedades. Entonces, K_ν , la intensidad específica de radiación de un rayo plano polarizado de frecuencia ν (Sec.17) debe ser independiente del azimuth del plano de polarización como de la posición y dirección del rayo. Por lo tanto de cada lápiz de rayos empezando de un elemento de área $d\sigma$ y divergiendo con un elemento cónico $d\Omega$ corresponde un lápiz igual de dirección opuesta convergiendo con el mismo elemento cónico hacia el elemento de área.

Ahora la condición de equilibrio termodinámico requiere que la temperatura deba ser en todas partes la misma y no debe variar en el tiempo. Por lo tanto, en cualquier arbitrario tiempo dado solamente como mucho el calor radiante debe ser absorbido y emitido en cada elemento de área del medio. El calor del cuerpo depende solo de la radiación térmica, no de la cantidad uniforme de temperatura, la no conducción de calor toma lugar. Esta condición no es influenciada por el fenómeno de distribución, porque la distribución se refiere únicamente al cambio de la dirección de la energía radiada, no solo de la creación y destrucción de esta. Mostraremos, por lo tanto, calcular la energía emitida y absorbida en el tiempo dt por un elemento de volumen v .

De acuerdo a la ecuación (2) la energía emitida tiene el valor

$$v d_t 8\pi \int_0^\infty \epsilon_\nu d_\nu$$

Donde ϵ_ν el coeficiente de emisión del medio, depende únicamente de la frecuencia ν , y de la temperatura en adición a la naturaleza química del medio.

26. Para calcular la energía absorbida emplearemos el mismo razonamiento de la Fig. 1 (Secc. 22) y conservaremos la noción ahí usada. La energía radiante absorbida por el elemento de volumen v en el tiempo dt es encontrado por considerar que todas intensidades de todos los rayos pasan a través del elemento v y toman una fracción de cada rayo de estos los cuales son absorbidos en v . ahora, de acuerdo con

(19), el elemento cónico inicia desde $d\sigma$ y corta en el volumen v partes iguales de f_s que tienen la intensidad de energía (energía radiada por unidad de tiempo).

$$d\sigma \frac{f}{r^2} K$$

O de acuerdo a (12), considerando las diferentes partes del espectro separadamente:

$$2d\sigma \frac{f}{r^2} \int_0^\infty dv K_v$$

Por lo tanto la intensidad de un rayo monocromático es:

$$2d\sigma \frac{f}{r^2} k_v dv$$

La cantidad de energía de este rayo es absorbida en la distancia s en un tiempo dt , de acuerdo a (4)

$$dt \alpha_v s 2 d\sigma \frac{f}{r^2} k_v dv.$$

Por lo tanto la parte absorbida de la energía de este pequeño cono de rayos, se encuentra por integración sobre todas las frecuencias:

$$dt 2 d\sigma \frac{f s}{r^2} \int_0^\infty \alpha_v k_v dv$$

Cuando la expresión es integrada sobre todas las diferentes intersecciones f de los elementos cónicos que inician en $d\sigma$ y pasan a través de v , es evidente que $\sum f s = v$, y cuando resumimos todos los elementos $d\sigma$ de la superficie esférica de radio r tenemos

$$\int \frac{d\sigma}{r^2} = 4\pi$$

Esto para la energía radiante total absorbida en un tiempo dt por el elemento de volumen v se encontrara la siguiente expresión:

Ecuación 25

$$dt \vee 8\pi \int_0^{\infty} \alpha_{\nu} k_{\nu} d\nu \quad (25)$$

Para igualar la energía emitida y absorbida obtenemos:

$$\int_0^{\infty} \epsilon_{\nu} d\nu = \int_0^{\infty} \alpha_{\nu} k_{\nu} d\nu$$

Una relación similar puede ser obtenida al separar las partes del espectro. La energía emitida y la energía absorbida en el estado de equilibrio térmico es igual, no sólo por la radiación total de todo el espectro, sino también para cada radiación monocromática. Esto se ve fácilmente en lo siguiente. La magnitud de ϵ_{ν} , α_{ν} , y k_{ν} es independiente de la posición. Por lo tanto, para cualquier “color” la energía absorbida no sería igual a la energía emitida. Habría en todas partes un continuo incremento o decrecimiento de la energía de radiación de este color particular en la expansión a otros colores. Este podría ser contradictorio a la condición de k_{ν} cada frecuencia separada no cambiaría en el tiempo. A continuación por lo tanto para cada frecuencia la relación:

Ecuación 26

$$\epsilon_{\nu} = \alpha_{\nu} k_{\nu} \quad (26)$$

Ecuación 27

$$k_{\nu} = \frac{\epsilon_{\nu}}{\alpha_{\nu}} \quad (27)$$

i.e.: en el interior de un medio en un estado de equilibrio térmico la intensidad específica de radiación de una cierta frecuencia es igual al coeficiente de emisión dividido por el cociente de absorción del medio para esta frecuencia.

27. Ya que ϵ_{ν} y α_{ν} , dependen solamente de la naturaleza del medio, la temperatura, y la frecuencia ν , la intensidad de radiación de un color definido en el estado de equilibrio termodinámico es completamente definido por la naturaleza del medio y la temperatura. Un caso excepcional es cuando $\alpha_{\nu} = 0$, eso es, cuando el medio no absorbe todo el color en cuestión. Ya que k_{ν} no puede tender a infinito, a primera consecuencia es que en el caso de $\epsilon_{\nu} = 0$ también, un medio no puede emitir

cualquier color el cual no puede ser absorbido. Una segunda consecuencia de esto es que si ϵ_ν y α_ν desaparecen, la ecuación (26) se satisface para cada valor de k_ν .

Para un medio diatérmico el equilibrio térmico puede existir para cualquier intensidad de radiación y cualquier color.

Esta suministra una ilustración inmediata de los casos hablados antes (Sec. 24), donde, dado un valor de la energía total de un sistema por una cubierta impermeable de calor, varios estados de equilibrio pueden existir correspondiendo a varias entropías máximas relativas.

Esto quiere decir, que las intensidades de la radiación de un color particular en el estado de equilibrio térmico son bastante independientes de la temperatura del medio en el cual es diatérmico para ese color. La energía total dada puede ser distribuida arbitrariamente entre la radiación del color y el calor del cuerpo, sin hacer el equilibrio térmico imposible.

Entre todas estas todas estas distribuciones hay una en particular que corresponde al máximo absoluto de entropía el cual representa el equilibrio estable absoluto. Este es diferente a los otros, los cuales son en cierto sentido inestables, tienen la propiedad de no ser apreciablemente afectados por una perturbación. De hecho nosotros mostraremos después (Sec.48) que entre el infinito número de valores, en los cuales el cociente $\frac{\epsilon_\nu}{\alpha_\nu}$ puede tener, si el numerador y el denominador ambos son despreciables Existe una particular que depende de la naturaleza del medio, la frecuencia ν , y la temperatura. Este valor distinto de la fracción es llamado la intensidad estable de radiación k_ν en el medio, en el cual la temperatura en cuestión es diatérmica para rayos de frecuencia ν .

Todo lo que se ha dicho del medio diatérmico para una cierta clase de rayos permanece verdadero para un vacío absoluto, en el cual es un medio diatérmico para todas las clases de rayos, la única diferencia esta en que no se puede hablar de calor y de temperatura como un vacío absoluto en cualquier sentido definido.

Para el presente vamos otra vez pondremos el caso especial de diatermancia a parte y asumiremos que tiene un coeficiente finito de absorción.

28. Vamos a considerar brevemente el fenómeno de distribución en el equilibrio térmico. Cada rayo que se encuentra en la superficie del volumen ν sufre

ahí, aparte de la absorción, un cierto debilitamiento de su intensidad porque una cierta fracción de su energía es desviada en diferentes direcciones. El valor total de la energía de radiación distribuida, recibida y desviada, en el tiempo dt por el elemento de volumen v en todas las direcciones, puede ser calculado desde la expresión (3) en exactamente la misma forma como el valor de la energía de absorción fue calculada en la sección 46. Por lo tanto tenemos una expresión similar a (25), es decir,

Ecuación 28

$$dt v 8\pi \int_0^{\infty} \beta_v k_v d_v \quad (28)$$

La cuestión de como se convierte la energía es fácilmente resuelta. Sobre una cantidad del medio isotrópico, la energía distribuida en v y dada por (28) es radiada uniformemente en todas las direcciones justo como en el caso de la entrada de energía v . Por lo tanto la parte de energía distribuida recibida en v la cual es radiada fuera en un cono de ángulo sólido Ω es obtenida por la multiplicación de las pasadas expresiones por $\frac{d\Omega}{4\pi}$. Esto da

$$2 dt v d\Omega \int_0^{\infty} \beta_v k_v d_v$$

Y para la radiación monocromática polarizada

Ecuación 29

$$dt v d\Omega \beta_v k_v d_v \quad (29)$$

Se debe cuidadosamente tener en mente que esta radiación uniforme en todas las direcciones permanece solo para los rayos notables en el elemento v tienen lugar juntos; un solo rayo, incluso en un medio isotrópico, se dispersa en diferentes direcciones con diferentes intensidades y diferentes direcciones de polarización. (ver el final de la sección 8).

Por lo tanto se encuentra que cuando el equilibrio térmico de radiación existe dentro del medio, el proceso de esparcimiento produce efecto. La radiación cae sobre el elemento de volumen desde todos los lados y se distribuye desde esta en todas las direcciones a través del elemento de volumen sin la menos modificación. Cada rayo

pierde por esparcimiento la energía justa para recuperar por el esparcimiento de otros rayos.

29. Ahora consideraremos desde un punto de vista diferente el fenómeno de radiación en el interior de un medio homogéneo que esta en equilibrio térmico, es decir, confinaremos nuestra atención, no a un elemento de volumen, sino a un lápiz definido, y al hecho de que un lápiz elemental (Sec 21.). Vamos a especificar el lápiz por un infinitamente pequeño plano focal $d\sigma$ en el punto O (Fig. 2), perpendicular al eje del lápiz y por el ángulo sólido $d\Omega$, deja que la radiación tome lugar hacia el plano focal en la dirección de la flecha. Considerando exclusivamente los rayos que

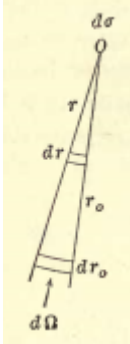


Figura
9.
(Planc
k,
1912)

pertenecen a este lápiz. La energía de la radiación monocromática polarizada del lápiz considerada pasando en una unidad de tiempo a través de $d\sigma$ es representa, de acerda a (11), por lo tanto en el caso $dt = 1, \theta = 0$, por

Ecuación 30

$$d\sigma d\Omega k_\nu dv \quad (30)$$

El mismo valor permanece para cualquier otra intersección del lápiz. Pero primero, $k_\nu dv$ tiene siempre la misma magnitud (Sec. 25), y segundo, el producto de cualquier sección del lápiz y el ángulo solido en el cual el plano focal $d\sigma$ este visto desde a sección tiene un valor constante $d\sigma d\Omega$, por lo tanto la magnitud de la intersección incrementa con la distancia desde el vértice O del lápiz en proporción el ángulo solido decrece.

Por lo tanto la radiación dentro del lápiz toma lugar justo como si el medio fuera perfectamente diatérmico.

Por otro lado, la radiación es constantemente modificada a lo largo de su camino por el efecto de emisión, absorción y esparcimiento. Consideraremos la magnitud de estos efectos de forma separada.

30. Dado un cierto elemento de volumen de un lápiz que es limitado pot dos intersecciones de distancias iguales de r_0 (de longitud arbitraria) y r_0+dr_0 respectivamente desde el vértice O. El volumen será representado por $dr_0 r_0^2 d\Omega$. Este

emite en una unidad de tiempo hacia el plano focal $d\sigma$ a O una cierta cantidad de radiación monocromática polarizada E. E puede ser obtenida desde (1) poniendo

$$dt = 1, d\tau = dr_0 r_0^2 d\Omega, d\Omega = \frac{d\sigma}{r_0^2}$$

Y omitiendo el factor numérico 2. Tenemos

Ecuación 31

$$E = dr_0 d\Omega d\sigma \epsilon_v dv \quad (31)$$

De la energía E, sin embargo, solo la fracción E_0 alcanza O, ya que en cada elemento infinitesimal de distancia s en el cual atraviesa antes de alcanzar O la fracción $(\alpha_v + \beta_v) s$ se pierde por la absorción y el esparcimiento. Dado E_r presnete en la porte de E la cual alcanza la intersección de la distancia $r (< r_0)$ desde O. Luego para una pequeña distancia $s = dr$ tenemos

$$E_{r+dr} - E_r(\alpha_v + \beta_v)dr,$$

o

$$\frac{dE_r}{dr} = E_r (\alpha_v + \beta_v),$$

Ya que, para $r = r_0, E_r = E$ esta dado por la ecuación (31). Desde esta, para poner $r=0$, la energía emitida por el elemento de volumen a r_0 la cual alcanza O es encontrada por:

Ecuación 32

$$E_0 = E e^{-(\alpha_v + \beta_v)r_0} = dr_0 d\Omega d\sigma \epsilon_v e^{-(\alpha_v + \beta_v)r_0} dv \quad (32)$$

Todos los elementos de volumen combinados producen por su emisión una cantidad de energía de alcance $d\sigma$ igual a

Ecuación 33

$$d\Omega d\sigma dv \epsilon_v \int_0^{r_0} dr_0 e^{-(\alpha_v + \beta_v)r_0} = d\Omega d\sigma \frac{\epsilon_v}{\alpha_v + \beta_v} dv. \quad (33)$$

31. Si la distribución no afecta a la radiación, el total de energía alcanzada $d\sigma$ podría necesariamente consistir de las cantidades de energía emitidas por los diferentes elementos de volumen del lápiz, permitiendo ser hechas, sin embargo, por las pérdidas de la absorción en el camino. Para $\beta_v = 0$ expresión (33) y (30) son idénticas, tanto como puedan ser por comparación con (27). Generalmente, sin

embargo, algunos rayos no son totalmente emitidos desde los elementos dentro del lápiz, por otro lado, entran más tarde por el esparcimiento. De hecho, el elemento de volumen de un lápiz simplemente no se distribuye fuera de la radiación E' la cual esta siendo transmitida al interior del lápiz, pero ellos también son recogidos por el elemento de volumen r_0 es encontrado, poniendo en (29),

$$dt = 1, v = dr_0 d\Omega r_0^2, d\Omega = \frac{d\sigma}{r_0^2},$$

Será

$$E' = dr_0 d\Omega d\sigma \beta_v k_v dv.$$

Esta energía es agregada a la energía E emitida por el elemento de volumen, en el cual hemos calculado en (31). Así para la energía total contribuida en el lápiz en el elemento de volumen de r_0 encontramos:

$$E + E' = dr_0 d\Omega d\sigma (\epsilon_v + \beta_v k_v) dv.$$

La parte de este alcanza O es, similar a (32):

$$dr_0 d\Omega d\sigma (\epsilon_v + \beta_v k_v) dv e^{-r_0(\alpha_v + \beta_v)}$$

Haciendo permisible que la emisión y recolección de rayos distribuidos entren en el camino, como perdidas por absorción y esparcimiento, todos los elementos de volumen del lápiz combinados dan la energía ultima alcanzada en $d\sigma$

$$d\Omega d\sigma (\epsilon_v + \beta_v k_v) dv \int_0^\infty dr_0 e^{-r_0(\alpha_v + \beta_v)} = d\Omega d\sigma \frac{\epsilon_v + \beta_v k_v}{\alpha_v + \beta_v} dv,$$

Y esta expresión es exactamente igual a la dada por (30) como podemos ver por comparación de (26).

32. Las leyes solo son derivadas por el estado de radiación de un medio homogéneo e isotrópico cuando este permanece en un equilibrio térmico, como nosotros hemos visto, solo las partes del medio en el cual se extiende desde lejos hacia la superficie, porque la radiación solo puede ser considerada por partes, por simetría, como independiente de la posición y dirección. Una consideración simple, sin embargo, muestra que el valor de K_v , la cual fue calculada y dada por (27), y la cual depende solamente de la temperatura y la naturaleza del medio, da el valor correcto de la intensidad de radiación de frecuencia considerada para todas las direcciones hasta puntos directamente debajo del medio. Para el estado termodinámico del equilibrio térmico cada rayo debe tener la misma intensidad una sola intensidad

viajando en una dirección exactamente opuesta, de otra manera la radiación podría causar un transporte unidireccional de energía. Considerando luego cualquier rayo que venga desde la superficie del medio y dirigido hacia adentro; Se debe tener la misma intensidad como el rayo opuesto, viniendo desde el interior. Una consecuencia inmediata de esto es que: *el estado total de radiación del medio es el mismo sobre la superficie que en el interior.*

33. Mientras la radiación que inicia desde el elemento de superficie está dirigida hacia el interior del medio es respectivamente igual es de la emanación desde un elemento de área grande en el interior, este sin embargo tiene una historia diferente. Es decir, desde la superficie del medio se asume el calor impermeable, que es producido solo por la reflexión en la superficie de radiación viniendo desde el interior. Hasta aquí hemos considerado detalles especiales que nos interesan, esto puede suceder en diferentes formas dependiendo de si la superficie es asumida como “suave”, *i.e.*, en este caso reflectiva, o “áspero” *e.g.*, Blanca (Sec. 10). En el primer caso esto corresponde a cada lápiz en el cual golpea en la superficie otro lápiz perfectamente definido, simétricamente situado y con la misma intensidad, mientras en el segundo caso cada lápiz incidente está dividido dentro de un número infinito de lápices reflectados, cada lápiz tiene una dirección, intensidad y polarización diferentes. Mientras en este caso, sin embargo el rayo que golpea el elemento de superficie desde diferentes direcciones con la misma intensidad K_v , también produce, que todos juntos, una radiación uniforme de la misma intensidad K_v , dirigido hacia el interior del medio.

34. En lo sucesivo aquí no habrá la menor dificultad en prescindir en la proposición hecha en Sec.25 que el medio en cuestión se extiende a lo lejos en todas las direcciones. Para que después el equilibrio térmico ha sido establecido en todos lados en nuestro medio, el equilibrio es, de acuerdo a los resultados del último párrafo, no hay forma de perturbarlo, si nosotros asumimos cualquier número de superficies rígidas impermeables de calor y “ásperas” o “suaves” serán insertadas en el medio. Por medio de estas el sistema total está dividido dentro de un número arbitrario de sistemas cerrados perfectamente separados, cada uno de los cuales puede ser considerado pequeño como las restricciones generales establecidas en la Sec. 2 lo permitan. Este sigue para el valor de la intensidad específica de radiación K_v , dada en (27) y que permanece válida para el equilibrio térmico de una sustancia encerrada en el espacio tan pequeña como queramos y para cualquier forma.

35. Desde la consideración de un sistema consistente de una sola sustancia isotrópica y homogénea ahora pasamos al tratamiento de un sistema que consiste de dos sustancias diferentes homogéneas e isotrópicas continuas la una de la otra, el sistema inicia, como antes, aislado y cubierto por una cubierta rígida e impermeable de calor. Consideramos que el estado de radiación cuando el equilibrio termodinámico existe, el primero, como antes, con la proposición de que el medio es considerado extenso. Desde el equilibrio de ninguna manera es perturbado, si pensamos que la superficie separa los dos medios como siendo remplazada por un instante por una área completamente impermeable de radiación térmica, las leyes de la radiación deben permanecer para cada una de las dos sustancias separadamente démosle a la intensidad específica de radiación una frecuencia específica ν , polarizada en un plano arbitrario esta será K_ν en la primera sustancia, (el superior en Fig.3) , y K'_ν en el segundo, y, en general, daremos a todas las cantidades que se refieran a la segunda sustancia estarán indicadas por la adición de un acento. [Ejemplo: K'_ν]

Para ambas cantidades K_ν y K'_ν , dependen, de acuerdo a la ecuación (27) solamente de la temperatura, frecuencia ν , y la naturaleza de las dos sustancias, y estos valores de las intensidades de radiación soportan hasta muy pequeñas distancias desde el límite de la superficie de las sustancias, y por lo tanto son completamente independientes de las propiedades de la superficie.

36. Ahora nosotros asumiremos, para iniciar con, que el límite de la superficie del medio es “suave” (Sec. 9). Entonces cada rayo que viene desde el primer medio y cae sobre el límite de la superficie está dividido en dos rayos, el rayo reflejado y el rayo transmitido. Las direcciones de estos dos rayos varían con el ángulo de incidencia y el color del rayo incidente; la intensidad también varía con la polarización. Denotaremos por ρ (coeficiente de reflexión) la fracción de energía reflejada, entonces la fracción transmitida es $(1-\rho)$, ρ depende del ángulo de incidencia, la frecuencia, y la polarización del rayo incidente. Observaciones similares aplican a ρ' el coeficiente de reflexión que viene de un rayo viniendo desde el segundo medio y está cayendo sobre el límite de la superficie

Ahora de acuerdo con (11) tenemos para el plano monocromático polarizado de radiación de frecuencia ν , emitido en un tiempo dt hacia el primer medio (en la

dirección de la fecha con plumas arriba a la izquierda en Fig. 3), desde un elemento $d\sigma$ del límite de superficie y conenido en el elemento cónico $d\Omega$.

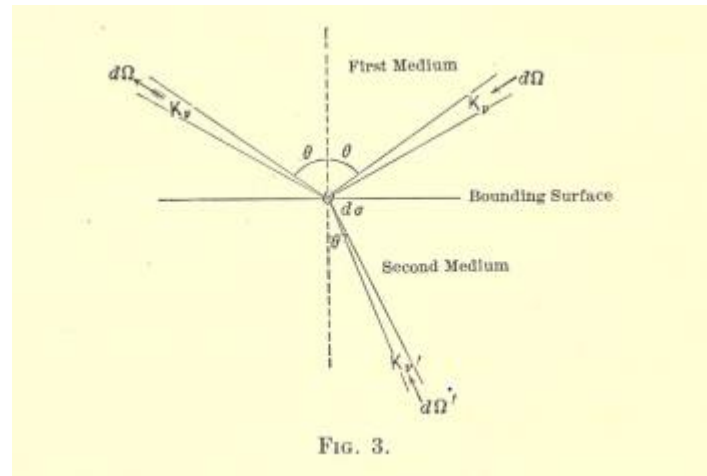


Figura 10 (Planck, 1912)

Ecuación 34

$$dt d\sigma \cos \theta d\Omega k_v dv, \quad (34)$$

Donde

Ecuación 35

$$d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi \quad (35)$$

Esta energía es suministrada por los dos rayos de los cuales viene el primer y segundo medio están respectivamente reflejados o transmitidos a un elemento $d\sigma$ en la dirección correspondiente (la flecha sin plumas). (Del elemento $d\sigma$ solamente el punto O es indicado) El primer rayo, de acuerdo a las leyes de reflexión, continúa en el elemento $d\Omega$ simétricamente situado, el segundo elemento cónico

Ecuación 36

$$d\Omega' = \sin\theta' d\theta' d\phi' \quad (36)$$

Donde, de acuerdo a las leyes de refracción,

Ecuación 37

$$\phi' = \phi \quad y \quad \frac{\sin\theta}{\sin\theta'} = \frac{q}{q'} \quad (37)$$

Si nosotros asumimos la radiación (34) será polarizada ya sea en el plano de incidencia o en el mismo ángulo recto, Esto será verdadero para las dos radiaciones las

cuales consisten, y la radiación viene desde el primer medio reflejado desde $d\sigma$ contribuye la parte

Ecuación 38

$$\rho dt d \cos\theta d\Omega k_v dv \quad (38)$$

Mientras la radiación bien desde el segundo medio y es transmitida hacia $d\sigma$ contribuye la parte

Ecuación 39

$$(1 - \rho)dt d\sigma \cos\theta' d\Omega' k'_v dv \quad (39)$$

Las cantidades dt , $d\sigma$, v y dv están escritas sin el acento, porque estas tienen el mismo valor en ambos medios.

Para agregar (38) y (39) igualando la suma de las expresiones (34) encontramos

$$\rho \cos\theta d\Omega k_v + (1 - \rho') \cos\theta' d\Omega' k'_v = \cos\theta d\Omega k_v$$

Ahora desde (37) tenemos

$$\frac{\cos\theta d\theta}{q} = \frac{\cos\theta' d\theta'}{q'}$$

Y además por (35) y (36)

$$d\Omega' \cos\theta' = \frac{d\Omega \cos\theta q'^2}{q^2}$$

Por lo tanto encontramos

$$\rho k_v + (1 - \rho') \frac{q'^2}{q^2} k'_v = K$$

O

$$\frac{k_v}{K'_v} \frac{q^2}{q'^2} = \frac{1 - \rho'}{1 - \rho}$$

37. En la última ecuación las cantidades a la izquierda son independientes al ángulo de incidencia θ y a la clase particular de polarización; por lo tanto la misma debe ser verdadera para el lado derecho. Por lo tanto siempre el valor de esta cantidad es conocido por un solo ángulo de incidencia y cualquier clase definida de

polarización, este valor permanecerá válido para todos los ángulos de polarización. Ahora en el caso especial cuando los rayos son polarizados en los ángulos rectos del plano de incidencia y golpean el límite de superficie del ángulo de polarización, $\rho = 0$, y $\rho' = 0$. La expresión en el lado derecho de la última ecuación entonces se convierte en 1 y nosotros tenemos que la relación general es

Ecuación 40

$$\rho = \rho' \quad (40)$$

Y

Ecuación 41

$$q^2 k_v = q'^2 k'_v \quad (41)$$

38. La primera de las estas dos relaciones, en la cual los estados del coeficiente de reflexión del límite de la superficie es el mismo a ambos lados, es un caso especial de una ley general de reciprocidad primero escrita por *Helmholtz*. De acuerdo a esta ley la pérdida de intensidad en la cual un rayo de color y polarización definidos sufre a través de su camino en el medio por cualquier reflexión, refracción, absorción, y esparcimiento es exactamente igual a la pérdida que un rayo sufrida por un rayo del mismo color, intensidad y polarización, que sigue exactamente el camino opuesto. Una consecuencia inmediata de esta ley es que la radiación que golpea el límite de la superficie de cualquier de los dos medios siempre es transmitida o reflejada igualmente en ambos lados, para cada color, dirección y polarización.

39. La segunda ecuación (41) establece una relación entre las intensidades de radiación en los dos medios, para los estados existentes de equilibrio térmico, *las intensidades específicas de radiación de una cierta frecuencia en dos medios son en el radio inverso del cuadrado de las velocidades de propagación o en radio directo de los cuadrados de los índices de refracción.*

Para sustituir k_v el valor de (27) obtenemos el siguiente teorema: *La cantidad no depende de la naturaleza de la sustancia, y es, por lo tanto, una función universal de la temperatura T y de la frecuencia ν únicamente.*

Ecuación 42

$$q^2 k_v = q^2 \frac{\epsilon_v}{\alpha_v} \quad (42)$$

La gran importancia de esta ley esta evidentemente en el hecho de que su estado de una propiedad de radiación es la misma para todos los cuerpos en la naturaleza, y la cual necesita ser conocida solo por una elección arbitraria de un cuerpo, de acuerdo a el estado bastante general para todos los cuerpos. Después tomaremos los ventaja en la oportunidad ofrecida por esta oración de acuerdo al cálculo actual esta es una función universal (Sec. 165).

40. Ahora consideraremos el caso, en el cual los límites de la superficie de dos medios son “ásperos”. Este caso es mucho más general que el que tratamos primero, ya que como la energía de un lápiz dirigida desde un elemento al límite de la superficie dentro del primer medio no es más grande que el proporcionado por los dos lápices definidos, por un número arbitrario que viene de ambos medios y golpea la superficie. Por lo tanto las condiciones actuales pueden ser muy complicadas de acuerdo a las peculiaridades de los límites de la superficie, la cual además pude variar en cualquier forma de un elemento a otro. Por lo tanto, de acuerdo a la Sec.35, los valores de las intensidades específicas de radiación k_v y k'_v permanecen siempre en la misma dirección en ambos medios, justo como en el caso de las superficies “suaves”. Esta es un condición, necesaria para el equilibrio térmico, esta salvedad es fácilmente vista desde la ley de reciprocidad de *Helmholtz*, de acuerdo con la cual, en el caso de la radiación estacionaria, para cada rayo que golpea la superficie y es difusamente reflejado desde ambos lados, le corresponde un rayo en el mismo punto, de la misma intensidad y dirección opuesta, produciendo el proceso inverso en el mismo punto sobre la superficie, es decir, por la concurrencia de rayos difusos incidentes de dirección definida, justo como en el caso en el interior de cada uno de los medios.

41. Ahora seguiremos generalizando las leyes obtenidas.

Primero, justo como en la Sec. 34, la proposición hecha arriba, es decir, que los dos medios se extienden a una gran distancia, pueden ser abandonados desde que nosotros podamos introducir un número arbitrario de límites de superficies sin perturbar el equilibrio termodinámico. De este modo de un numero de sustancias de cualquier tamaño o forma. Para cuando un sistema consistente de un número arbitrario

de sustancias continuas que están en equilibrio térmico no hay forma de perturbarlas, si asumimos una o más de las superficies en contacto están totalmente o parcialmente impermeables al calor. Así podemos siempre reducir el caso de cualquier número de sustancias para que dos sustancias en un cierre impermeable de calor, y así, las leyes pueden establecerse generalmente, que, cuando cualquier sistema arbitrario esta en estado de equilibrio térmico, la intensidad especifica de radiación k_ν es determinada en cada sustancia separada por una función universal (42).

42. Consideremos ahora el sistema en un estado de equilibrio térmico, contenido dentro de un aislado calor impermeable, y considerando n cuerpos adyacentes de cualquier forma y tamaño que están emitiendo y absorbiendo. Como en la Sec. 36, otra vez confinamos nuestra atención a un lápiz polarizado el cual procede desde un elemento $d\sigma$ del límite de la superficie de los dos medios en la dirección desde el primer medio (Fig. 3, flecha con plumas) dentro del elemento cónico $d\Omega$. Entonces, como en (34), la energía proporcionado por el lápiz en unidad de tiempo es

Ecuación 43

$$d\sigma \cos\theta d\Omega k_\nu dv = I \quad (43)$$

Esta energía de radiación **I** consiste de una parte viniendo desde el primer medio por una reflexión regular o difusa del límite de superficie y de una segunda parte que esta viniendo desde el límite de superficie del segundo medio. Sin embargo, no pararemos en este modo de división, pero seguiremos subdividiendo **I** de acuerdo a uno de los n medios desde los cuales las partes separadas de la radiación **I** han sido emitidas. Este punto de vista es distintamente diferentes desde el anterior, pues, e. g., los rayos transmitidas desde el segundo medio a través de los límites de la superficie dentro del lápiz considerado no necesariamente han sido emitidos en el segundo medio, pero pueden, de acuerdo a las circunstancias, haber atravesado una longitud muy complicada del camino a través de diferentes medios y y pudieron experimentar allí el efecto de refracción, reflexión, esparcimiento, y absorción parcial un número de veces. Similarmente los rayos del lápiz, los cuales vienen del primer medio son reflejados a $d\sigma$, donde no necesariamente todos son emitidos en el primer medio. Incluso puede pasar que un rayo emitido desde un cierto medio, después de pasar su camino puede pasar a otro medio, regresar al original y allí ser absorbido o emerger al segundo medio una segunda vez.

Ahora consideraremos todas estas posibilidades, denotando no importa que parte de los componentes de I_1 hayan perseguido, lo cual ha sido emitido por elementos de volumen del segundo medio por I_2 , etc. Entonces desde cada parte de I debe haber emisión por un elemento de cualquier cuerpo, la siguiente ecuación debe permanecer,

$$I = I_1 + I_2 + I_3 + \dots I_n \quad (44)$$

43. El método más adecuado de adquirir más información detallada como el origen y los caminos de los diferentes rayos en los cuales la radiación $I_1 + I_2 + I_3 \dots I_n$ consiste, es perseguir el curso opuesto investigar dentro del destino futuro de ese lápiz, cuyo viajes exactamente en la dirección opuesta a el lápiz I , sin embargo esto es más complicado de lo que podría ser. Dejemos que J represente la intensidad inversa del lápiz, cuya dirección es hacia el límite de la superficie y tiene el mismo estado de polarización. Entonces, de acuerdo a la Sec. 40,

$$J = I \quad (45)$$

En el límite de la superficie $d\sigma$ los rayos del lápiz J son parcialmente reflejados y parcialmente transmitidos regularmente o difusos, y después de eso viajan en ambos medios, son parcialmente absorbidos, parcialmente esparcidos, parte otra vez reflejados y transmitidos a diferentes medios, etc., de acuerdo a la configuración del sistema. Pero finalmente el lápiz entero J después de dividirse dentro de muchos rayos separados será completamente absorbido en un medio n . Denotaremos que parte una parte de J la cual es finalmente absorbida en el primer medio por J_1 , y que es finalmente absorbido por J_2 , etc., entonces tenemos

$$J = J_1 + J_2 + J_3 + \dots J_n$$

Ahora el elemento de volumen del medio n , en el cual la absorción de los rayos del lápiz toman lugar son precisamente los mismos que aquellos en los cuales la emisión de los rayos que constituyen el lápiz I toman lugar, el primero considerado anteriormente. De acuerdo a la ley de *Helmholtz* de reciprocidad, la radiación no apreciable del lápiz J puede entrar en el elemento de volumen en el cual la radiación no contribuye apreciablemente al lápiz I y viceversa.

Debemos mantener en mente que la absorción para casa elemento de volumen es acorde a (42) proporcional a la emisión y que, de acuerdo a la ley de *Helmholtz* de

reciprocidad. El decrecimiento de energía que sufre un rayo sobre cualquier camino es siempre igual al decrecimiento de la energía del rayo que persigue el camino opuesto.

Entonces debe ser claro que el elemento de volumen de los rayos que se considera absorbido por el lápiz **J** en el mismo radio que ellos contribuyeron para la emisión de la energía del lápiz opuesto **I**. Sin embargo, la suma de **I** de la energía arrojada por la emisión de todos los elementos de volumen es igual a la suma de **J** de la energía absorbida por todos los elementos, la cantidad de energía absorbida para cada elemento de volumen separado desde el lápiz **J** debe ser igual a la cantidad de energía emitida para el mismo elemento dentro del lápiz **I**. En otras palabras: *la parte de un lápiz **I** el cual ha sido emitido desde un cierto volumen de cualquier medio es igual a la parte de un lápiz **J**(=**I**) en la dirección opuesta, la cual es absorbida por el mismo volumen,*

Por lo tanto no solamente la suma de **J** y **I** son iguales, si no que sus componentes también son separadamente iguales

$$I_1 = J_1, I_2 = J_2, \dots, I_n = J_n \quad (46)$$

44. Siguiendo a G. Kirchhoff llamaremos a las cantidades I_2 , i.e., *la intensidad del lápiz emitido desde el segundo medio desde el primero, el poder emisivo E del segundo medio, mientras que llamaremos al radio de J_2 a J , i.e., la fracción de un lápiz incidente sobre el segundo medio el cual es absorbido en este medio, el poder de absorción A del segundo medio.* Por lo tanto

$$E = I_2 (\leq I), \quad A = \frac{J_2}{J} (\leq 1). \quad (47)$$

Las cantidades E y A dependen (a) de la naturaleza de dos medios, (b) de la temperatura, frecuencia ν , la dirección y la polarización de la radiación considerada, (c) de la naturaleza de la superficie y de la magnitud del elemento de superficie $d\sigma$ y del ángulo sólido $d\Omega$, (d) de la extensión geométrica y de la forma de la superficie de los dos medios, (e) de la naturaleza y la forma de todos los otros cuerpos del sistema. Cada rayo puede pasar del primer medio al interior del segundo medio, es parcialmente transmitido por el último, y luego, después reflejado en algún otro sitio, puede retornar al segundo medio y puede ser allí completamente absorbido.

Con estas proposiciones, de acuerdo a las ecuaciones (46), (45), y (43), las leyes de Kirchhoff permanecen,

$$\frac{E}{A} = I = d\sigma \cos\theta d\Omega k_\nu dv, \quad (48)$$

i.e. el radio del poder de emisión y el poder de absorción de cualquier cuerpo es independiente de la naturaleza del cuerpo. Para esto el radio es igual a la intensidad del lápiz pasando a través del primer medio, en el cual, de acuerdo a la ecuación (27) no depende completamente del segundo medio. El valor del radio hace, sin embargo, depender e la naturaleza del primer medio, ya que de acuerdo a (42), no es la cantidad K_ν sino la cantidad $q^2 K_\nu$, la cual es una función universal de la frecuencia. La prueba está en la ley dada por G. Kirchhoff l.c. que después simplificada por E. Pringsheim.

45. Cuando en particular el segundo medio es un cuerpo negro (Sec.10) este absorbe la radiación incidente. Por lo tanto el caso $J_2 = J, A = 1, y E = A$, i.e., *el poder emisivo de un cuerpo negro es independiente de su naturaleza, El poder emisivo es ta grande que cualquier otro cuerpo de la misma temperatura y de hecho, es justo igual a la intensidad de radiación en el medio continuo.*

46. Ahora agregaremos, sin más pruebas, otra ley general de reciprocidad, la cual esta cercanamente conectada con el inicio y el final de la Sec. 43 y la cual puede haber permanecido así: *Cuando cualquier cuerpo emite y absorbe esta en el estado de equilibrio térmico, la parte de la energía de un color definido emitida por un cuerpo A, la cual es absorbida por un cuerpo B, es igual a la parte de la energía del mismo color emitida por B que es absorbida por A.* Por lo tanto una cantidad de energía emitida causa un decrecimiento de calor del cuerpo, y la cantidad de energía absorbida incrementa el calor del cuerpo, es evidente que, cuando el equilibrio termodinámico existe, cualquiera de los dos cuerpos o elementos de los cuerpos intercambian aleatoriamente cantidades iguales de radiación térmica la una con la otra.

Aquí, por supuesto, se debe tomar cuidadosamente la distinción entre la radiación emitida y la radiación total la cual alcanza un cuerpo desde el otro.

47. Esta ley permanece para la cantidad (42) puede ser expresada en una forma diferente, para introducir, por medio de (24), la densidad de volumen U_ν de la radiación monocromática en vez de la intensidad de radiación de K_ν . Nosotros obtenemos la ley que, para la radiación en estado de equilibrio térmico, la cantidad

$$U_\nu q^3 \quad (49)$$

Es una función de la temperatura T y de la frecuencia ν , y es la misma para todas las sustancias. Esta ley se vuelve clara si consideramos la cantidad

$$U_\nu d\nu \frac{q^3}{\nu^3} \quad (50)$$

También es una función universal de T , ν , y $\nu + d\nu$, que el producto de $U_\nu d\nu$ es, de acuerdo a (22), la densidad de volumen de la radiación cuya frecuencia está entre la posición ν y $\nu + d\nu$, mientras el cociente $\frac{q}{\nu}$ represente la longitud de un rayo de frecuencia ν en el medio en cuestión: La ley entonces toma lugar en el siguiente forma simple: *Cuando cualquiera de los cuerpos está en equilibrio térmico, la energía de la radiación monocromática de una frecuencia definida, contenida en un elemento cúbico de lados iguales a la longitud de onda es la misma para todos los cuerpos.*

48. Finalmente tomaremos el caso del medio diatérmico (Sec.12) el cual hasta ahora no ha sido considerado. En la Sec. 27 vimos que, en un medio en el cual es diatérmico para un color dado y está aislado, aquí puede haber un equilibrio térmico para cualquier intensidad de radiación de este color. Debería, sin embargo, entre todas las posibles intensidades de radiación ser de un color definido, correspondiendo al máximo absoluto de la entropía total del sistema, el cual designa el estado absoluto de equilibrio de radiación. De hecho, en la ecuación (27) la intensidad de radiación K_ν de $\alpha_\nu = 0$ y $e_\nu = 0$ asumir el valor de $\frac{0}{0}$, y por lo tanto no puede ser calculado desde esta ecuación. Pero podemos ver también que esta indeterminación es removida por la ecuación (41), la cual establece que en el caso del equilibrio termodinámico el producto $q^2 k_\nu$ tiene el mismo valor para todas las sustancias. Desde esto encontramos inmediatamente un valor definido para k_ν el cual es distinguido de este modo desde todos los otros valores. Además, el significado físico de este valor es inmediatamente visto por considerar la forma en la cual esta ecuación fue obtenida.

La intensidad de radiación que existe en un medio diatérmico con un medio arbitrario de emisión y absorción. El volumen y la forma del segundo medio no importan en lo más mínimo, en particular podemos hacer que el volumen sea tan pequeño como nos plazca.

Por lo tanto podemos formular la siguiente ley: *A pesar de que generalmente hablando el equilibrio térmico puede existir en un medio diatérmico para cualquier intensidad de radiación, no obstante existe en cada medio diatérmico una frecuencia definida, una temperatura definida y una intensidad definida por una función universal(42). Esta puede ser llamada intensidad estable, puesto que siempre será*

establecida, cuando el medio este intercambiando radiación estacionario con un sustancia arbitraria emitiendo y absorbiendo.

49. De acuerdo a la ley establecida en la Sec.45 la intensidad de n lápiz, cuando un estado de radiación térmica estable existe en un medio diatérmico, es igual al poder emisor E de un cuerpo negro en contacto con el medio. Este hecho está basado en la posibilidad de medir el poder de emisión de un cuerpo negro aunque los cuerpos negros absolutos no existen en la naturaleza. Una cavidad diatérmica esta aislada por paredes y estas paredes mantienen constante una temperatura T. Entonces la radiación en la cavidad, cuando el equilibrio térmico es establecido para cada frecuencia ν , asume la intensidad correspondiente a la velocidad de propagación q en el medio diatérmico, de acuerdo a la función universal (42), Por lo tanto cualquier elemento de área de las paredes radiantes dentro de la cavidad es justo como si las paredes fueran un cuerpo negro de temperatura T. la cantidad carente en la intensidad de los rayos es actualmente emitida por las paredes como comparada con la emisión de un cuerpo negro esto proporciona los rayos los cuales caen sobre las paredes y son reflejadas por ellas. Similarmente cada elemento de área de la pared recibe la misma radiación.

De hecho, la radiación I empieza desde un elemento de área de paredes consistentes de la radiación E emitida por un elemento de área y la radiación reflejada desde un elemento de área de la radiación incidente I, i.e., la radiación que es absorbida $(1-A)I$. Tenemos, por lo tanto de acuerdo con las leyes de Kirchhoff (48),

$$I = E + (1 - A)I$$

Si ahora hacemos un agujero en una de las paredes del tamaño de $d\sigma$, tan pequeño que la intensidad de la radiación dirigida hacia el agujero no este cambiando así, la radiación pasa a través de un agujero hacia el exterior donde se supone que el mismo medio diatérmico que en el interior. Esta radiación tiene exactamente las mismas propiedades que si $d\sigma$ fuera la superficie de un cuerpo negro, y esta radiación puede ser medida para cada color junto con la temperatura T.

50. En consecuencia ahora todas las leyes derivadas en las anteriores secciones para el medio diatérmico permanecen para una frecuencia definida, y esto mantiene en mente que la sustancia puede ser diatérmica para un color y adiatérmica para otro. Por lo tanto la radiación de un medio completamente aislado por paredes absolutamente reflectantes es, cuando el equilibrio térmico ha sido establecido para todos los colores para los cuales el medio tienen un coeficiente finito de absorción,

siempre que la radiación estable corresponda con la temperatura del medio como representada por la emisión de un cuerpo negro. Por lo tanto es brevemente llamada “negra” radiación. Por otra parte, la intensidad de los colores para los cuales el medio es diatérmico no necesariamente es radiación negra estable, a menos que el medio este en un estado de intercambio estacionario de radiación con una sustancia absorbente.

Solo hay un medio que es diatérmico para todas las clases de rayos, el vacío absoluto, en el cual es seguro que no pueden ser producido excepto aproximadamente, Sin embargo, la mayoría de los gases e.g., el aire de la atmosfera, tienen, al menos si ellos no son demasiado densos, aproximarse suficientemente a las propiedades ópticas de un vacío con respecto a las ondas de longitud corta. En cuanto a este está el caso de la velocidad de propagación q puede ser tomada como la misma para todas las frecuencias, es decir,

$$c = 3 \times 10^{10} \frac{cm}{sec} \quad (51)$$

51. Por lo tanto en el vacío limitado por paredes totalmente reflectantes cualquier estado de radiación puede persistir. Pero tan pronto como una pequeña cantidad de materia es introducida dentro del vacío, un estado estacionario de radiación es gradualmente establecido. En este la radiación de cada color la cual es apreciablemente absorbida por la sustancia tiene la intensidad K_ν correspondiente a la temperatura de la sustancia y determinada por la función universal (42) para $q=c$, la intensidad de radiación de otros colores permanecen indeterminados. Si la sustancia introducida no es diatérmica para cualquier color, e.g., un pedazo de carbón sin embargo pequeño, existe el estado estacionario de radiación en el vacío para todos los colores de la intensidad K_ν , de radiación negra correspondientes a la temperatura de la sustancia. La magnitud de K_ν permanece como una función de ν dando la distribución espectral de radiación negra en un vacío, o la llamada *energía normal del espectro*, la cual depende o no de la temperatura. En el espectro normal, desde este espectro de emisión de un cuerpo negro, la intensidad de radiación de cada color es la más grande la cual un cuerpo puede emitir a la temperatura de todos.

52. Es por lo tanto perfectamente posible el cambio arbitrario de radiación, en el cual existe el inicio en una cavidad evacuada con paredes perfectamente reflectoras bajo consideración, dentro de la radiación negra para la introducción de una partícula de carbón. La característica de este proceso es que la partícula de carbón pueda ser

tan pequeña como nos plazca, comparada con la energía de radiación contenida en la cavidad para una magnitud arbitraria.

Por lo tanto de acuerdo al principio de conservación de energía, la energía total de radiación permanece esencialmente constante durante el cambio que toma lugar, porque el cambio de calor en la partícula de carbón es completamente despreciable, incluso si este cambio de temperatura puede ser finita. Aquí en la partícula de carbón solo si se ejerce una acción. Después de eso las intensidades de los lápices de diferentes frecuencias originalmente presentan y tienen diferentes frecuencias, direcciones, y diferentes estados de polarización cambiándose en la expansión de unas a otras, correspondiendo al paso del sistema desde un menos o más estable estado de radiación a un estado mínimo al estado de mayor entropía.

Desde el punto de vista termodinámico el proceso es perfectamente análogo, ya que el tiempo necesario para el proceso no es esencial, al tiempo producido por un destello en una cantidad de gas de hidrogeno o en una pequeña gota de líquido de vapor sobresaturado.

En todos estos casos la magnitud de la perturbación es excesivamente pequeña y no puede ser comparada con la magnitud de las energías sometidas a los cambios resultantes, entonces, aplicando los dos principios de la termodinámica la causa de la perturbación del equilibrio, viz., la partícula de carbón, el destello, o la gota, no necesitan ser considerados. Este siempre es el caso de un sistema pasando desde un masomenos inestable dentro de un estado más estable, donde, de acuerdo al primer principio de la termodinámica, la energía del sistema permanece constante, y, de acuerdo al segundo principio, la entropía del sistema incrementa.

ANEXO II

En este anexo se presenta la reconstrucción de las contribuciones de Kirchhoff que sirvieron como base para el trabajo de Max Planck, esta descripción es tomada del Capítulo 1 de Historia de la física cuántica 1. El periodo fundacional (1860-1926) escrito por José Manuel Sánchez Ron.

Reconstrucción teórica de la contribución de Kirchhoff

En la sección anterior he presentado los resultados de Kirchhoff utilizando, básicamente, sus propias palabras. Ahora voy a reconstruir sus razonamientos recurriendo a términos y expresiones más actuales, que nos servirán, además, para establecer una línea de argumentación continua con desarrollos que aparecerán en otros capítulos, al igual que en este mismo¹. Consideramos una cavidad esférica de paredes perfectamente absorbente (es decir, negras), llena de radiación de intensidad K , que se mantiene a una temperatura fija, T . Su interior se llenara de energía radiante de todas las longitudes de onda λ . Si la radiación esta en equilibrio, tanto dentro de la cavidad como con las paredes, entonces la magnitud con que la energía es radiada a través de cualquier superficie o área unidad es independiente de la posición y orientación de esa superficie. En estas circunstancias el flujo de energía que incide sobre un elemento infinitesimal de superficie, $d\sigma$, desde un cono de luz de ángulo solido $d\Omega$, es $K \cos\theta d\Omega d\sigma$, donde θ es el ángulo entre $d\sigma$ y el eje del cono. Como la radiación contribuye al flujo total con longitudes de onda muy diversas, la intensidad admite una especificación más precisa mediante una función de distribución, K_λ , tal que

$$K = \int_0^\infty K_\lambda d\lambda$$

$K_\lambda d\lambda$ Es, evidentemente, la intensidad debida a la radiación de longitud de onda entre λ y $\lambda + d\lambda$.

Determinar la forma de K_λ constituye el problema principal para estudiar la radiación de un cuerpo negro, y en esencia esto es lo que hizo Kirchhoff.

Denotemos ahora por a_λ a la energía de longitud de onda entre λ y $\lambda + d\lambda$ que es retenida por $d\sigma$, cuando la cavidad se mantiene a la temperatura T . La energía absorbida será proporcional a $a_\lambda \cdot K_\lambda \cdot d\sigma$. Análogamente, $d\sigma$ radia (emisión) energía al interior de la cavidad en magnitud que es proporcional a $e_\lambda \cdot d\sigma$.

Imponiendo la condición de que exista equilibrio, es decir, que la absorción total sea igual que a la emisión total, se llega a:

$$\int a_{\lambda} \cdot K_{\lambda} \cdot d\lambda = \int e_{\lambda} \cdot d\lambda$$

Experimentando (recordemos lo que escribía en 1861: «Esta conclusión ha sido verificada en muchos casos especiales, tanto en los últimos diez años, como en épocas anteriores»).

Kirchhoff llegó al resultado de que $a_{\lambda} \cdot K_{\lambda} = e_{\lambda}$

$$\frac{e_{\lambda}}{a_{\lambda}} = K_{\lambda}(T)$$

Es decir, que existe una función universal $K_{\lambda}(T)$, que depende solo de λ y de T .

Recurriendo ahora a la condición de «cuerpo negro» (aquel que absorbe toda la radiación, esto es, aquel en el que $a_{\lambda} = 1$) introducida por Kirchhoff en 1860, se sigue inmediatamente que para un cuerpo negro, $e_{\lambda} = K_{\lambda}(T)$.

Entre los motivos para interesarse por estas expresiones, estaba en que si se conociese la forma de $K_{\lambda}(T)$, una vez que se midiesen (mediante las oportunas observaciones) la radiación emitida por una estrella, por ejemplo, se podría calcular T , esto es, la temperatura de la superficie de esa estrella.

ANEXO III

El siguiente es un ejemplo de como es presentado el concepto de radiación en algunos libros, tomada de *Física I Texto basado en cálculo* algunos libros de física general, este anexo propone sustentar la siguiente afirmación: Los conceptos se muestran de manera taxativa y muy pocas veces se muestra que dichos conceptos se desarrollan en un contexto.

La siguiente es la definición que se presenta en el libro Sears

Radiación

Otro método de transferencia de energía relacionado con el cambio de la temperatura es la radiación electromagnética. Todos los objetos emiten energía continuamente en forma de ondas electromagnéticas. Como descubriremos en el capítulo 6 del volumen II, la radiación electromagnética se produce a consecuencia de la aceleración de cargas eléctricas. A partir de nuestro estudio de la temperatura, sabemos que la temperatura está relacionada con el movimiento aleatorio de las moléculas que cambian de dirección constantemente, Y por consiguiente, se aceleran por qué las moléculas contienen cargas eléctricas, esas cargas también se aceleran. De esta manera, cualquier objeto emite radiación electromagnética debido al movimiento térmico de sus moléculas. Esta radiación se denomina radiación térmica.

Por medio de la radiación electromagnética aproximadamente 1 340 J de energía procedente del sol alcanzan, cada segundo, cada metro cuadrado de la parte superior de la atmósfera terrestre. Parte de esta energía se refleja y es devuelta al espacio, y otra parte es absorbida por la atmósfera, pero la cantidad de energía que llega a la superficie de la Tierra aviario bastaría para cubrir 100 veces las necesidades de energía de toda la población del planeta, si supiéramos captar la Y utilizarla de forma eficiente. El aumento del número de viviendas con paneles solares es un ejemplo del esfuerzo que se está realizando para intentar aprovechar esta gran cantidad de energía

El ritmo al que un objeto emite energía por radiación térmica a través de su superficie es proporcional a la cuarta Potencia de la temperatura absoluta de su superficie este principio conocido como ley de Stefan se expresa matemáticamente según la ecuación

$$P = \sigma A \epsilon T^4$$

Donde P es la potencia radiada por el objeto en Watts σ es la constante de Stefan Boltzmann, igual a $5.669 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2 \cdot \text{K}^4$, A es el área de la superficie del objeto en metros cuadrados, que es una constante denominada emisividad y T es la temperatura de la superficie del cuerpo Kelvins. El valor de e puede variar entre 0 y la unidad, dependiendo de las propiedades de la superficie. La emisividad es igual a la fracción de la energía entrante absorbido por la superficie. Al mismo tiempo que emite un objeto también absorbe radiación electromagnética de su entorno si este proceso no sucediera el objeto estaría continuamente radiando energía y su temperatura podría bajar hasta alcanzar espontáneamente al cero absoluto si un objeto está a una temperatura T y su entorno está a una temperatura T_0 , la proporción neta de cambio de energía para el objeto como resultado de la radiación es

$$P_{\text{net}} = \sigma A e (T^4 - T_0^4)$$

Cuando un objeto está en equilibrio con su entorno, emite y absorbe energía con la misma proporción, por lo que su temperatura permanece constante, lo que se corresponde con el modelo de sistema no aislado en estado estacionario. Cuando un objeto está más caliente que su entorno, emite más energía que la que absorbe y se enfría, lo que se corresponde con el modelo de sistema no aislado.

La radiación es transferencia de energía por radiación electromagnética. La corriente de calor H causada por radiación depende del área superficial A , la emisividad e de la superficie (un número puro adimensional entre 0 y 1) y la temperatura T en Kelvin. También interviene una constante fundamental llamada constante de Stefan-Boltzmann. Si un cuerpo a temperatura T está rodeado por material a temperatura T_S , la corriente de calor neta H_{net} del cuerpo a su entorno depende tanto de T como de T_S . (Serway & Jewett, 2002)

Referencias

Serway, R., & Jewett, J. (2002). *Física I Texto basado en cálculo* (3ra Edición ed., Vol. I). THOMSON.

