

**MIGUEL
KATZ**

**Sadi Carnot y las máquinas
térmicas**

**ASOCIACIÓN
QUÍMICA
ARGENTINA**



2017



N. L. S. Carnot (1812)

SADI CARNOT Y LAS MÁQUINAS TÉRMICAS

SADI CARNOT Y LAS MÁQUINAS TÉRMICAS

Por

MIGUEL KATZ

ASOCIACIÓN QUÍMICA ARGENTINA



2017

© 2017 Asociación Química Argentina.
Sánchez de Bustamante 1749 C1425DUI
Ciudad Autónoma de Buenos Aires. República Argentina.
Tel/Fax (54 11) 4822 4886.

Libro de edición electrónica
Hecho en la República Argentina
Hecho el depósito de la Ley 11.723
Derechos reservados

Archivo Digital: descarga y online
ISBN 978-987-99428-9-5

Agradecimientos:

A la Asociación Química Argentina en las personas de su Presidente, Dra. Alicia Fernández Cirelli, de su Vicepresidente, Dra. Noemí Walsöe de Reca y de su Responsable de la División Educación: Dra. Lydia Galagovsky.

A mi hijo Hernán,
quien me alienta cuando lucho contra
algunos molinos de viento.

PRÓLOGO

En este trabajo, el Dr. Katz nos brinda la primera traducción al castellano del libro de Nicolas - Léonard Sadi Carnot, “*Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres a développer cette puissance*”, publicada por Bachelier en París en 1824; el que se considera el antecedente más importante del Segundo Principio de la Termodinámica. Ese libro, fue ignorado por la comunidad científica de su época, hasta que Émile Clapeyron contribuyó a hacer más comprensible la teoría de Carnot utilizando nuevas representaciones gráficas.

Aunque Carnot redactó su libro de una manera didáctica y rigurosa, el Dr. Katz se encarga de demostrar los motivos por los cuales no pudo ser considerado el padre de la Termodinámica, a pesar de que las “*Réflexions...*” fueron usadas como fundamento para la matematización de esta rama de la ciencia, realizada por William Thomson (Lord Kelvin, del Reino Unido) y Rudolf Clausius (de Alemania).

La traducción del libro original en francés está enriquecida con un gran número de comentarios y notas aclaratorias del traductor. El lector podrá, así, comprender la relación entre el funcionamiento de una máquina térmica y los principios que definen cuál será su eficiencia según las temperaturas a las que se encuentren, la caldera que le suministra calor, el refrigerante donde condensa el vapor, las pérdidas del calor que no se emplean para variar el volumen, o si su funcionamiento no se pueda considerar reversible.

Carnot falleció en 1832 durante una epidemia de cólera asiática y, por precaución, sus efectos personales, incluyendo sus notas, fueron incineradas. Recién en 1878, su hermano, a la sazón Senador de Francia, presentó las notas escritas por Sadi con posterioridad a la publicación de su libro, en la que se había dado cuenta que el calor no podía ser considerado un fluido indestructible sino que debía estimarse como una forma de energía, lo que lo hubiera transformado en el primer científico en investigar sobre la esencia de la Termodinámica que, como sabemos, es la disciplina que estudia aquellas transformaciones en la que los sistemas físicos intercambian calor y/o trabajo con el medio que los rodea.

Precedida de una información biográfica, el Dr. Katz nos presenta una traducción aclarada y comentada del libro de Sadi Carnot, de las notas aportadas por el hermano en 1878, y la traducción de un documento manuscrito e inédito de Sadi Carnot, encontrado en la Académie des Sciences. En este último documento, Carnot trató de encontrar una fórmula que estableciera la potencia motriz que puede suministrar el vapor de agua por unidad de masa.

La Asociación Química Argentina agradece enormemente este nuevo esfuerzo original del Dr. Miguel Katz por acercar a los lectores aspectos muy poco conocidos de la Historia de la Termodinámica. El tomar contacto con el conocimiento de sus fuentes permitirá al lector comprender, también, la evolución de esta disciplina.

Dra. Lydia Galagovsky
División Educación

PREFACIO

Todo aquel que haya cursado Física a nivel superior habrá estudiado o, al menos, habrá leído algo referente al trabajo de Sadi Carnot, un ingeniero militar francés que elaboró una teoría acerca del funcionamiento de las máquinas térmicas y de cuál sería el rendimiento máximo que esas máquinas podrían brindar. Sus ideas acerca de este tema, las volcó en un libro publicado en 1824 y han servido de base tanto para el mejoramiento de la eficiencia de las máquinas a vapor, potenciando la revolución industrial generada por el desarrollo de esas máquinas a partir del último cuarto del siglo XVIII, como para el inicio, algunas décadas más tarde, de una disciplina dedicada al estudio de los sistemas que intercambian calor y trabajo con el medio que los rodea: la Termodinámica.

En 1815, habiendo egresado unos meses antes como ingeniero de la École Polytechnique, quedó impactado, al igual que la mayoría de los franceses, por la derrota de Napoleón en Waterloo. Hasta nuestros días, Napoleón es considerado el mejor estratega de la historia militar. No sólo era querido por su pueblo sino que era querido por su tropa y miles de franceses se enrolaban voluntariamente en su ejército. El duque de Wellington fue un militar mediocre que sólo pasó a la Historia por la victoria en Waterloo. Buscando la causa de la derrota, Sadi Carnot llegó a la conclusión que los ingleses habían ganado gracias a la eficiencia de su maquinaria bélica. En un campo cenagoso por el diluvio, los carros y los cañones de la Alianza, eran movidos con mucha mayor facilidad que los elementos bélicos franceses.

Si bien luego de la derrota, Sadi Carnot tuvo que buscar refugio fuera de Paris, (su padre había sido el Ministro de Guerra de Napoleón), cuando pudo volver a su actividad militar, comenzó a analizar las causas de la eficiencia de las máquinas en general y de las máquinas a vapor en particular. En sus investigaciones tuvo la invaluable ayuda de Nicolas Clément quien, con Charles Desormes, hizo múltiples observaciones sobre el comportamiento de los gases frente a variaciones de temperatura, mediciones de calores específicos, etc.

En 1824, Bachelier publicó el libro de Carnot con el título *Réflexions sur la puissance motrice du feu et sur les machines propres a développer cette puissance*.

En ese libro, Carnot encaró el funcionamiento de las máquinas térmicas con un criterio bastante didáctico.

Carnot había visto lo poco que se había avanzado la teoría de que las máquinas térmicas y pudo constatar que las mejoras introducidas en esos dispositivos se lograban, generalmente, por ensayo y error. Consideró que para transformar el arte experimental en una disciplina científica, era necesario estudiar el fenómeno de la producción de energía térmica de manera más general, sin tomar en cuenta ningún mecanismo, ningún agente especial; y esa fue la idea que plasmó en su libro.

Luego de una introducción donde resaltó la importancia de esas máquinas para diversas actividades industriales, especialmente la minería y la siderurgia, comenzó a describir su funcionamiento desde la generación de vapor en una caldera, la inyección de ese vapor en un recinto expansible, por ejemplo, un cilindro provisto de un pistón, el enfriamiento del vapor en el proceso de empujar el pistón y su posterior condensación y escape al condensador.

Explicó que, en las máquinas a vapor, la producción de la potencia motriz se debe, no a un consumo real de "calórico"¹, sino a su transporte de un cuerpo caliente a un cuerpo frío (pagina 10) y que "dondequiera que haya una diferencia de temperatura, puede haber producción de potencia motriz", (página 16). Si bien, la mayoría de las máquinas térmicas de su época operaban con vapor de agua, esas máquinas podían obtener el mismo rendimiento si operasen con cualquier material, por ejemplo, con gases permanentes como el aire. Al respecto escribió: "la potencia motriz máxima resultante del empleo de vapor es también la potencia motriz máxima alcanzable por cualquier otro medio", (página 22). Luego se preguntó: "¿Mediante qué señal reconocemos que se alcanza este máximo?" y concluyó que la condición necesaria para obtener el máximo rendimiento es "que no ocurra en los cuerpos empleados para producir la potencia motriz del calor ningún cambio de temperatura que no sea debido a un cambio en el volumen", (página 23) lo que ratificó afirmando: "Todo cambio de temperatura que no sea debido a un cambio en el volumen o a una acción química (acción que provisoriamente suponemos que aquí no se cumple) se debe necesariamente al paso directo del calórico de un cuerpo más o menos caliente a un cuerpo más frío. Este pasaje se produce principalmente por el contacto de cuerpos con temperaturas distintas: tal contacto debe evitarse siempre que sea posible. Sin duda, no se puede evitar por completo pero, al menos, debe hacerse de manera que los cuerpos que se contactan entre sí difieren poco en sus temperaturas", (página 24). Si la diferencia de temperaturas fuera infinitesimal, la pérdida de "calórico" debido a la transferencia sería despreciable y esa transferencia podría considerarse aplicada totalmente a cambios de volumen.

Carnot empleó intuitivamente el concepto de reversibilidad, según el cual una transformación puede ser reversible si en cada uno de sus estados intermedios, las variables de estado de ese sistema difieren de los respectivos valores de equilibrio en una cantidad infinitesimal. Esto lo llevó a concluir que si un intercambio de calórico se hace de modo tal que las diferencias de temperaturas entre los cuerpos que lo intercambian fuera infinitesimal, la máquina podría operar en sentido inverso intercambiando la misma cantidad de calórico.

Si bien no lo expresó en términos matemáticos, Carnot ideó un ciclo reversible en el cual el vapor generado en la caldera se expande absorbiendo calórico de modo tal de mantener constante su temperatura, luego continúa su expansión sin recibir calor hasta enfriarse a la temperatura del condensador, luego comprimirse isotérmicamente cediendo calor al condensador para, finalmente, comprimirse hasta adquirir la temperatura de la caldera, (páginas 32 a 34). De esta manera, si los contactos con las fuentes térmicas se realizaran con diferencias infinitesimales de temperaturas, el ciclo sería reversible y la potencia obtenida sería independiente de las naturalezas de las fuentes y del material que se expande y se comprime y sólo dependería de las temperaturas de las fuentes. Al respecto, afirmó: "La potencia motriz del calor es independiente de los agentes utilizados para lograrla; su cantidad se fija únicamente por las temperaturas de los cuerpos entre los cuales la última consecuencia es el transporte de calórico", (página 38).

¹ Desde 1789, en que la comunidad científica francesa (y buena parte de la internacional) aceptó las ideas de Lavoisier, se consideró que el calor era un *elemento* material imponderable, una especie de gas muy tenue, que no podía ser creado ni destruido que sólo se transmitía de un cuerpo a otro durante las combustiones en el sentido de las temperaturas decrecientes.

El tratamiento matemático de este ciclo, conocido como "ciclo de Carnot", fue desarrollado en 1834 por el ingeniero Benoit Paul Émile Clapeyron (1799 – 1864).

Estas ideas de Carnot fueron las que utilizó William Thomson, luego Lord Kelvin of Largs, para idear su escala absoluta de temperaturas, publicada en el artículo del *Philosophical Magazine*: “*On an Absolute Thermometric Scale founded on Carnot's Theory of the Motive Power of Heat, and calculated from Regnault's Observations*”². También fueron aplicadas por Rudolph Julius Emanuel Clausius que afirmó que para hacer pasar calor de los cuerpos fríos a los calientes, es necesario invertir un trabajo por lo menos igual a aquel que produciría el correspondiente proceso inverso concluyendo que “*El calor no puede ascender espontáneamente de la temperatura baja a la superior*”, ley que enuncia en su memoria “*Über die bewegende Kraft der Wärme und die Gesetze, welche sich daraus ableiten lassen*” (*Poggendorffs "Annalen"*, 1850)., considerada como el primer enunciado del Segundo principio de la Termodinámica.

Cabe preguntarse ¿Por qué Carnot no fue considerado el Padre de la Termodinámica? La respuesta es que a la fecha de su publicación él estaba imbuido en la teoría del calórico de Lavoisier. Si el calórico es indestructible, nunca podría extinguirse y no sería el nexo causal de la creación de trabajo mecánico. Así en la página 28 escribió: “la potencia motriz del calor se puede comparar, con una precisión suficiente, a la de una caída de agua” o sea, el calórico no se destruye ni se transforma en trabajo, sólo se transfiere de los cuerpos que están más calientes a los más fríos para tratar de restituir el equilibrio térmico.

Carnot falleció en 1832, durante una epidemia de cólera asiática. Por los peligros de contagio, todas sus ropas, sus enseres y sus papeles fueron quemados. Algunas de sus notas posteriores a la publicación del libro fueron halladas en la biblioteca de su padre y de un sobrino, que luego sería Presidente de Francia, y cuyas traducciones publicamos al final del presente trabajo. En ellas, hacía referencia a la posible equivalencia entre calor y trabajo, equivalencia que es la base de los principios de la Termodinámica.

En el resto de las “*Reflexions...*” Carnot se ocupó en establecer las relaciones entre potencia motriz y las variables de estado de sistemas fluidos, así como de comparar las eficiencias de las máquinas térmicas usadas en su época.

Luego de una breve reseña biográfica, presentamos la traducción al castellano de las “*Reflexiones...*”, la traducción de las notas de Carnot donadas por su hermano menor Lazare Hippolyte, en 1878, y una traducción de un manuscrito, que se encuentra en la Académie des Sciences, donde trató de encontrar una fórmula apropiada para representar la potencia motriz del vapor de agua.

Miguel Katz
Febrero de 2017

² Thomson, W., (1882): *Mathematical and Physical Papers*, vol. 1 Cambridge University Press. Págs. 100 – 106.

CONTENIDOS

	PRÓLOGO	i
	PREFACIO	ii
	BIOGRAFÍA	1
	REFLEXIOS SOBRE LA POTENCIA MOTRIZ DEL FUEGO	5
	EXTRACTO DE LAS NOTAS INÉDITAS DE SADI CARNOT (1878)	67
	BÚSQUEDA DE UNA FÓRMULA APROPIADA PARA REPRESENTAR LA POTENCIA MOTRIZ DEL VAPOR DE AGUA.	79

BIOGRAFÍA

Nicolas - Léonard Sadi Carnot nació el 1º de junio de 1796, en el Petit Luxembourg³. Esa era la porción del Palacio que, entonces, habitaba su padre, Lazare Nicolas Marguerite Carnot, como miembro del primer Directorio (1795 – 1797) que gobernó a Francia a partir de la sanción de la Constitución del Año III. El nombre “Sadi” lo puso el padre en homenaje al poeta y moralista persa Saadi⁴ (1213 – 1291), reconocido por la profundidad de su sensibilidad social.

En 1797, al producirse el golpe de Fructidor, Lazar Carnot se asiló primero en Suiza y luego en Alemania, mientras que su esposa, Jacqueline Sophie Dupont de Maringheur; con el pequeño Sadi se refugió en Saint Omer, un pequeño pueblo en el Norte de Francia.

En 1800, el Directorio dio paso al Consulado. Lazare Carnot regresó a París y pudo reunirse con su esposa e hijo. El primer Cónsul, Napoleón Bonaparte, que había sido su protegido en los inicios de su carrera militar, lo llamó para que se haga cargo del Ministerio de Guerra. Ya como Ministro, era habitual que al reunirse con Napoleón, Lazare llevase a su hijo de cuatro años que quedaba a cargo de “Josephine”⁵ la esposa del Cónsul.

Cuando era niño, Sadi Carnot era de constitución física delicada, que fue subsanando mediante ejercicios físicos adecuados. Desde temprana edad mostró curiosidad por algunas aplicaciones de la Mecánica y de la Física, lo que llevó a su padre a dirigir su educación hacia la Ciencia. Si bien, él mismo podía llevar a cabo la preparación, sus ocupaciones en el Ministerio lo obligaron a inscribir al joven en el Liceo Charlemagne donde recibió la preparación para el ingreso a la École Polytechnique. En 1812, Sadi Carnot ingresó como cadete, siendo el vigésimo cuarto de su promoción. Pero al año siguiente fue el primero de la especialidad Artillería. Sin embargo, se consideró muy joven para continuar la especialidad en la Escuela de Aplicación de Artillería e Ingeniería de Metz y prefirió continuar sus estudios en Paris.

En marzo de 1814, formando parte del Batallón de la École Polytechnique, colaboró con las tropas francesas del General Daumesnil, ante el sitio de Vincennes por tropas prusianas, rusas y austríacas.

En octubre de ese año, egresó de la École Polytechnique clasificado sexto en la lista de los jóvenes destinados al Departamento de Ingeniería y fue destinado a Metz como subteniente para hacer

³ Un pequeño hotel cercano al Senado donde habitualmente residían los miembros del Directorio, que en aquella época eran los cinco integrantes del Poder Ejecutivo de Francia.

⁴ Musharrif al-Din ibn Mushlih al-Din.

⁵ Marie Joséphe Rose Tascher de la Pagerie.

el curso de Aplicación. Algunos trabajos científicos que allí elaboró tuvieron el reconocimiento de sus superiores, particularmente, una Memoria muy ingeniosa sobre el teodolito.

Después de Waterloo, Lazare Carnot dejó de ser Ministro, los Borbones recuperaron el trono de Francia y Sadi fue enviado a varias fortificaciones militares para cumplir su trabajo de ingeniero.

En 1818, mediante una ordenanza real, se autorizó a todos los oficiales de todas las armas a presentarse a concurso para integrar el nuevo cuerpo de Estado Mayor. Sadi Carnot, consideró que en este cuerpo, podría cumplir un papel más importante que en el Cuerpo de Ingenieros. Por lo que se presentó al concurso y, a principios de 1819, fue ascendido a teniente del Estado Mayor. Las nuevas funciones le dieron tiempo libre para dedicarse intensamente a los estudios científicos, asistir a cursos del Collège de France, de la Sorbonne, de la École des Mines, sin descuidar otros intereses culturales y tener tiempo para perfeccionar sus interpretaciones en el piano y en el violín.

El año de su ascenso trabó amistad con el científico Nicolas Clément-Desormes⁶, a la sazón Profesor en el Conservatoire des Arts et Métiers, quien lo interesó sobre las propiedades térmicas de los gases y con quien haría varios trabajos para la determinación de los calores específicos de algunos gases. Estas investigaciones conjuntamente con estudios sobre el funcionamiento de las máquinas a vapor, lo llevaron a escribir y publicar, en 1824, sus “*Reflexions sur la puissance motrice du feu*”.

Fue ascendido a Capitán en 1826, pero el Ejército lo destinó nuevamente al Cuerpo de Ingenieros, donde debía cumplir tareas rutinarias que le restaban mucho tiempo para sus investigaciones científicas, por lo que pidió la baja en 1828.

Las investigaciones posteriores a la publicación de su libro, fueron interrumpidas por la Revolución de julio de 1830. Carnot adhirió a ella con entusiasmo y apoyó al nuevo Rey, Louis Philippe de Orleans, que era partidario de una monarquía constitucional.

Antes de 1830, Carnot intervino de una reunión politécnica industrial, en la que participaron antiguos alumnos de la École Polytechnique destinada a la realización de estudios conjuntos sobre aplicaciones industriales, el mismo año se constituyó la Association Polytechnique cuyo objetivo era la propagación popular de conocimientos útiles.

Desencantado por las medidas que había tomado el Rey Louis Philippe I, Carnot se volcó por completo a la investigación de las propiedades físicas de gases y vapores, las que quedaron inconclusas por su muerte, pero que fueron completadas por Victor Regnault.

⁶ Nicolas Clément (1779 – 1841) se casó con la hija del ingeniero Charles Bernard Desormes (1777 – 1838) y adoptó Desormes como segundo apellido. Con su suegro, hizo muchos trabajos de investigación, especialmente sobre la propagación del calor en los gases.

Carnot enfermó a fines de junio de 1832. Según la carta que le envió a un amigo tuvo una inflamación en la garganta y luego escarlatina que lo hicieron pasar doce días sin dormir ni comer, lo que lo dejaron muy debilitado. Tuvo varias recaídas con alta fiebre y cuando parecía recuperarse contrajo cólera y falleció el 24 de agosto de 1832 en el Hospital Ivry-sur-Seine. A su muerte sus efectos personales y buena parte de sus trabajos fueron incinerados para evitar la propagación de la enfermedad.

Casi medio siglo después de la muerte de Sadi Carnot, su hermano menor Lazare Hippolyte, encontró unos “fragmentos de sus anotaciones” posteriores a la publicación de las *Reflexions*. En algunas de esas anotaciones, Sadi expresaba su convicción de que el calórico no era un gas imponderable sino una forma de expresión del movimiento de los cuerpos. Siendo Senador de la Tercera República, Lazare Hippolyte, donó esos documentos a la Académie des Sciences, el 30 de noviembre de 1878, los que fueron publicados por Gauthier- Villars en diciembre de ese año.

REFLEXIONES SOBRE LA POTENCIA MOTRIZ DEL FUEGO

La gente no ignora que el calor puede ser la causa del movimiento y que, incluso, que tiene una gran potencia motriz: Las máquinas de vapor, tan frecuentes hoy en día, son una prueba elocuente a la vista de todos.

Es al calor al que se deben atribuir los grandes movimientos que observamos sobre la Tierra; es al calor al que se deben las agitaciones de la atmósfera, el aumento de las nubes, la caída de la lluvia y otros meteoros, las corrientes de agua que atraviesan la superficie del mundo y que el hombre ha tenido éxito en utilizar una pequeña parte para su propio beneficio; en fin, también se reconoce que los temblores de la tierra y las erupciones volcánicas son causadas por el calor.

Es de esta inmensa reserva que podemos sacar la fuerza motriz necesaria para nuestras necesidades;

(2)

la naturaleza, ofreciéndonos combustibles en tantas partes, nos ha dado la capacidad de generar, en todas las épocas y en todos los lugares, calor y, posteriormente, potencia motriz. El desarrollo de esta potencia, adecuada para nuestro uso, es el objeto de las máquinas térmicas.

El estudio de estas máquinas es del mayor interés, su importancia es inmensa, su empleo crece día a día. Ellas parecen destinados a producir una gran revolución en el mundo civilizado. Ya las máquinas térmicas funcionan en nuestras minas, hacen mover a nuestras naves, profundiza nuestros puertos y ríos, forjan el hierro, dan forma a la madera, muelen los granos, hilan y traman nuestras telas, transportan las cargas más pesadas, etc. Parece que, algún día, ellas deberán servir de motor universal y ser preferidas sobre la fuerza de los animales, las caídas de agua y las corrientes de aire. Ellas, serán los primeros de estos motores en beneficio de la economía; por dos inestimables ventajas: la de ser empleadas en todo momento y en todo lugar, y que nunca sufrirán interrupciones en sus trabajos.

Si algún día las mejoras de las máquinas térmicas se extienden lo suficiente para hacer de bajo costo su construcción y su combustible, ellas reunirán todas las cualidades deseables, y serán usadas en las artes industriales con un desarrollo, cuyo alcance total sería difícil predecir.

(3)

De hecho, no sólo la máquina térmica es un motor potente y cómodo, que se puede obtener o llevar a todas partes, en lugar de las máquinas actualmente en uso; sino que es apropiada para las industrias que se encuentran en rápida expansión y que, incluso, permitirían crear completamente nuevas técnicas.

El servicio más importante que la máquina térmica ha rendido a Inglaterra es, sin duda, el haber reavivado la explotación de sus minas de carbón, que estaba languideciendo y amenazaba con extenderse a la totalidad de la industria a causa de la dificultad creciente del rendimiento y de la extracción del combustible⁽ⁱ⁾. Hay que considerar, en segundo término, los servicios prestados a la fabricación de hierro, tanto por el carbón, que se ofrece en abundancia y será sustituido por madera cuando el carbón comience a agotarse, como por poderosas maquinarias de todo tipo,

(4)

incluyendo el uso de las máquinas térmicas que permiten o facilitan su uso.

El hierro y el fuego son, como se sabe, el alimento, para apoyar a la artesanía. Puede que no exista en Inglaterra un establecimiento industrial cuya existencia no esté basada en el uso de estos agentes o que no lo empleen profusamente. Hoy retirarle a Inglaterra sus máquinas de vapor, acabaría con el carbón y el hierro; lo que secaría todas las fuentes de riqueza, destruiría todos sus medios de prosperidad; lo que destruiría también su poder colosal. La destrucción de su marina de guerra, que ella considera su apoyo más fuerte, tal vez, sería menos grave.

La navegación segura y rápida de los vapores puede ser considerado como un arte completamente nuevo debido a las máquinas térmicas. Este arte ya ha permitido el establecimiento de una comunicación inmediata y regular a través del mar y sobre los grandes ríos del viejo y del nuevo continente. Ha permitido recorrer regiones todavía salvajes, donde apenas se podía penetrar; ha permitido llevar los frutos de la civilización a los puntos de la Tierra donde ahora son esperados.

(5)

La navegación debido a las máquinas térmicas, de alguna manera, ha acercado entre sí a las naciones más distantes. Se tiende a reunir a los pueblos de la Tierra como si estuvieran todos viviendo en un mismo país. De hecho, reducir el tiempo, la fatiga, las incertidumbres y peligros del viaje, ¿no es eso acortar mucho las distancias⁽ⁱⁱ⁾?

El descubrimiento de las máquinas térmicas, como la mayoría de las invenciones humanas, tuvo su nacimiento mediante ensayos casi sin forma, ensayos que han sido asignados a varias personas,

⁽ⁱ⁾ Podría decirse que la minería del carbón ha aumentado diez veces en Inglaterra desde la invención de las máquinas térmicas. Es más o menos la misma proporción que para la extracción de cobre, estaño y hierro. En medio siglo, el efecto producido por las máquinas térmicas sobre las minas de Inglaterra se repite hoy sobre las minas de oro y de plata del Nuevo Mundo, minas en las que la explotación declinaba día a día, principalmente debido a la insuficiencia de las máquinas empleadas, al agotamiento, y a las dificultades en la extracción de los minerales.

⁽ⁱⁱ⁾ Hablamos de reducir las vicisitudes del viaje: si bien el uso de una máquina térmica en un barco ofrece algunos peligros, lo que se ha exagerado mucho, ello es compensado con creces por la facultad de tener siempre una ruta trazada y bien conocida, de resistir la fuerza de los vientos que empujan a la nave contra las costas, contra las aguas poco profundas o en contra las rocas.

por lo que no se conoce al verdadero autor. Las sucesivas mejoras trajeron a las máquinas térmicas al estado que conocemos. Hay más o menos la misma distancia entre los primeros aparatos donde se desarrolló la fuerza expansiva

(6)

del vapor y las máquinas actuales, como desde la primera balsa que los hombres hayan construido a los barcos de alto porte.

Si el honor del descubrimiento pertenece a la nación donde adquirió todo su crecimiento y todos sus desarrollos, esta distinción no se le puede negar a Inglaterra: Savery, Newcomen, Smeathon, el famoso Watt, Woolf, y Trevetick y algunos otros ingenieros británicos son los verdaderos creadores de las máquinas térmicas; que adquirieron, en sus manos, todos los grados sucesivos de perfeccionamiento. Es natural, por otra parte, que una invención nazca y, sobre todo, se desarrolle y se perfeccione, donde se sienta más urgente su necesidad.

A pesar del trabajo de todo tipo llevado a cabo mediante las máquinas térmicas, a pesar del estado satisfactorio que han alcanzado hoy, su teoría a avanzado muy poco, y los ensayos para mejorarlas todavía se realizan casi al azar.

A menudo se ha agitado la cuestión de si la potencia motriz⁽ⁱⁱⁱ⁾ del calor es limitada, o no tiene límites;

(7)

si las posibles mejoras de las máquinas térmicas tienen un término asignable, un término que la naturaleza impone a las cosas, imposible de superar por cualquier medio que sea, o si, por el contrario, estas mejoras son susceptibles de una extensión indefinida. Hemos buscado desde hace mucho tiempo, y todavía seguimos buscando hoy en día, si no habría agentes preferibles al vapor de agua que desarrollen el fluido para las máquinas térmicas; si el aire atmosférico, por ejemplo, no presentaría en este sentido, mayores ventajas. Proponemos aquí someter estas cuestiones a un examen reflexivo.

El fenómeno de la producción de movimiento por el calor no ha sido considerado desde un punto de vista bastante general. Sólo se lo ha considerado en las máquinas, donde la naturaleza y modo de acción no permiten tomarlo en toda la extensión en que es susceptible. En dichas máquinas, el fenómeno se encuentra de algún modo truncado, incompleto; se hace difícil reconocer sus principios y estudiar sus leyes.

(8)

⁽ⁱⁱⁱ⁾ Utilizamos aquí la expresión potencia motriz para designar el efecto útil que un motor es capaz de producir. Este efecto siempre puede ser asimilado a la elevación de un peso a una cierta altura, que, como sabemos, tiene por medida, el producto del peso multiplicado por la altura a la que ha sido elevado.

Para considerar en toda su generalidad al principio de la producción de movimiento por el calor, se lo debe concebir independientemente de algún mecanismo, de algún agente particular, se deben establecer los razonamientos aplicables, no solamente a las máquinas a vapor^(iv), sino a toda máquina térmica imaginable, sea cual sea la sustancia actuante o sea cual sea la manera en que actúa sobre ella.

Las máquinas que no reciben sus movimientos por el calor, aquellas que tienen por motor la fuerza de los hombres o de los animales, una caída de agua, una corriente de aire, etc., pueden ser estudiadas hasta en sus menores detalles por la teoría mecánica. Todos los casos son previsibles, todos los movimientos imaginables están sometidos a los principios generales sólidamente establecidos y aplicables en todas circunstancias. Esta es la característica de una teoría completa.

Evidentemente, para las máquinas térmicas, falta una teoría de este tipo. Sólo se poseerá cuando las leyes de la Física sean suficientemente extendidas, suficientemente generalizadas, para hacer conocer por adelantado

(9)

todos los efectos del calor actuando de una manera determinada sobre un cuerpo cualquiera.

En lo que sigue, supondremos un conocimiento, al menos superficial, de las diversas partes que componen una máquina de vapor ordinaria. Por lo que juzgamos inútil explicar qué es un hogar, una caldera, un cilindro a vapor, un pistón, un condensador, etc.

En las máquinas de vapor, la producción de movimiento está siempre acompañada de una circunstancia sobre la que tenemos que fijar la atención. Esta circunstancia es el restablecimiento del equilibrio del calórico, es decir, de su pasaje de un cuerpo en el que la temperatura es más o menos elevada a otro en el cual la temperatura es más baja.

¿Qué ocurre, efectivamente, en una máquina de vapor en actividad? El calórico desarrollado en el hogar por el efecto de la combustión, atraviesa las paredes de la caldera y provoca el nacimiento del vapor al que se incorpora de alguna manera. Este calórico se une fuertemente con el vapor entrando primero al cilindro donde cumple una determinada función y en el condensador donde se condensa por el contacto con el agua fría con la que se reencuentra. El agua fría del condensador se apodera, finalmente, del calórico desarrollado por la combustión.

(10)

El agua fría se calienta por intermedio del vapor, como si ella fuera puesta directamente sobre el hogar. Aquí, el vapor no es otra cosa que un medio para transportar el calórico, él cumple la misma

^(iv) Aquí distinguimos la máquina de vapor de la máquina térmica en general. Esta puede hacer uso de un agente cualquiera, del vapor de agua o de cualquier otro, para obtener la potencia motriz del calor.

función que en el calentamiento de los baños mediante el vapor, a excepción de que, en el caso en que nos ocupa, su movimiento resulta útil.

En las operaciones que acabamos de describir, se reconoce fácilmente, el restablecimiento del equilibrio en el calórico, su paso de un cuerpo más o menos caliente a un cuerpo más frío. El primero de esos cuerpos es aquí el aire caliente del hogar, el segundo es el agua de condensación. Entre ellos, se efectúa el restablecimiento del equilibrio del calórico, si no completamente, al menos es en parte, el aire caliente, después de haber cumplido su cometido, después de envolver a la caldera, escapa a través de la chimenea con una temperatura mucho más baja que la que había adquirido por el efecto de la combustión; y, por otra parte, el agua del condensador, después de haber condensado el vapor, sale de la máquina con una temperatura más alta de la que había ingresado a ella.

En las máquinas a vapor, *la producción de la potencia motriz se debe, no a un consumo real de calórico, sino a su transporte de un cuerpo caliente a un cuerpo frío,*

(11)

es decir, al restablecimiento de su equilibrio supuesto roto por alguna causa, ya sea por una acción química, tal como la combustión, o por cualquier otra causa. Pronto veremos que este principio es aplicable a cualquier máquina capaz de ser puesta en movimiento por el calor.

De acuerdo con este principio, para generar la potencia motriz, no es suficiente producir calor: todavía se debe procurar que haya [un cuerpo] frío; sin él, el calor sería inútil. En efecto, si a su alrededor sólo encontrásemos cuerpos tan caliente como nuestros hogares, cómo conseguiríamos condensar el vapor? ¿dónde lo colocaríamos una vez que haya nacido? No debemos creer, como se practica en algunas máquinas^(v), que podríamos descargarlo en la atmósfera, ya que la atmósfera no siempre lo recibiría. En el estado actual de las cosas, la atmósfera lo recibe porque ella cumple la función de un enorme condensador,

(12)

porque se encuentra a una temperatura más fría: pero por el agregado de calórico se iría saturando^(vi).

^(v) Algunas máquinas de alta presión expulsan el vapor a la atmósfera, en lugar del condensador. Ellas se utilizan, en particular, en lugares en los que sería difícil proporcionar suficiente corriente de agua fría para efectuar la condensación.

^(vi) La existencia de agua en el estado líquido, es necesariamente admitida aquí ya que sin ella no se podrían alimentar las máquinas de vapor, se supone la existencia de una presión capaz de evitar que el agua se vaporice, por lo tanto, de una presión igual o mayor a la presión de vapor del agua a la temperatura dada. Si tal presión no es ejercida por el aire atmosférico, se elevará instantáneamente una cantidad de vapor de agua suficiente para ejercer presión sobre sí misma, y siempre sería posible superar esta presión, para evitar la vaporización del agua en la nueva atmósfera. Evidentemente, esto equivaldría a superar la presión que le queda al vapor después de la condensación realizada por los medios

Dondequiera que haya una diferencia de temperaturas, puede haber un restablecimiento del equilibrio del calórico; por lo que puede haber también producción de potencia motriz. El vapor de agua es uno de los medios para lograr esa potencia, pero no es el único: todos los cuerpos de la naturaleza se pueden utilizar para este propósito; todos son susceptibles de

(13)

cambios en el volumen, de sucesivas contracciones y expansiones por la alternancia del calor y el frío; en sus cambios de volumen, todos son capaces de vencer ciertas resistencias y desarrollar así la potencia motriz. Un cuerpo sólido, —por ejemplo, una barra de metal, — alternativamente calentado y enfriado, aumenta y disminuye su longitud, y puede mover a los cuerpos fijados en sus extremos.

Un líquido calentado y enfriado alternativamente, aumenta y disminuye su volumen y puede vencer obstáculos más o menos grandes que se oponen a su dilatación. Un fluido gaseoso es pasible de cambios considerables en su volumen por variaciones de su temperatura; si está contenido en un recipiente de capacidad expansible, tal como un cilindro munido de un pistón y él producirá movimientos de gran extensión. Los vapores de todos los cuerpos susceptibles de pasar al estado gaseoso, alcohol, mercurio, azufre, etc., podrían cumplir la misma función que el vapor de agua. De la misma manera, calentados y enfriados alternativamente, producirían la potencia motriz en la forma de gases permanentes, es decir, sin tener que volver al estado líquido.

(14)

La mayor parte de estos medios se han propuesto, muchos incluso se han probado sin que, hasta ahora, ninguno haya mostrado un éxito notable.

Hicimos ver que, en las máquinas de vapor, la potencia motriz se debe al restablecimiento del equilibrio en el calórico; esto tiene lugar, no sólo para máquinas de vapor, sino también para todas las máquinas térmicas, es decir, para cualquier máquina en la que el calórico es el motor. Obviamente, el calor puede ser una causa del movimiento en virtud de los cambios en el volumen o en la forma que le hace adquirir a un cuerpo; estos cambios no se deben a una constancia de la temperatura, sino más bien a las alternancias de calor y frío: o, a que, para calentar cualquier cuerpo, se necesita un cuerpo más caliente y, para enfriarlo, se necesita un cuerpo más frío. Se requiere, necesariamente, tomar el calórico del primero de los cuerpos para transmitirlo al segundo por medio de una sustancia intermediaria. Se trata de restablecer o, al menos, trabajar para restablecer, el equilibrio del calórico.

ordinarios.

Si sobre la superficie de nuestro planeta reinase una temperatura muy alta como la que nos parece reina en su interior, todas las aguas del océano existirían como vapor en la atmósfera, y no se encontraría porción alguna al estado líquido.

Aquí, es natural hacerse una pregunta curiosa y, a la vez, importante: ¿La potencia motriz del calor es inmutable en cantidad, o ella varía según el agente que se utiliza para llevarla a cabo mediante la sustancia intermediaria,

(15)

elegida como sujeto de la acción del calor?

Está claro que esta pregunta sólo se puede hacer para una cantidad dada de calórico^(vii), y para una diferencia de temperatura dada. Uno tiene, por ejemplo, un cuerpo A, que se mantiene a la temperatura de 100°, y otro cuerpo B, que se mantiene a la temperatura de 0°, y uno se pregunta ¿qué cantidad de potencia motriz puede nacer por el transporte de una porción dada de calórico (por ejemplo, aquella que se requiere para fundir un kilogramo de hielo) del primero de éstos cuerpos al segundo; también se pregunta si esta cantidad de potencia motriz es necesariamente limitada, si ella varía con la sustancia que se utiliza para lograrla, si en este aspecto el vapor de agua ofrece más o menos ventajas que el vapor de alcohol,

(16)

el de mercurio, o un gas permanente o de cualquier otra sustancia.

Vamos a tratar de resolver estos problemas, haciendo uso de conceptos previamente establecidos.

Se ha señalado más arriba el hecho evidente por sí mismo, — o al menos que se torna sensible a la mayor brevedad, — los cambios de volumen causadas por el calor: *Dondequiera que haya una diferencia de temperatura, puede haber producción de potencia motriz*. Recíprocamente en todas partes en que se puede consumir esta energía, es posible producir una diferencia de temperaturas, es posible causar una ruptura del equilibrio en el calórico. La percusión, el frotamiento de los cuerpos no son otra cosa que medios para elevar su temperatura, para alcanzar de manera espontánea un nivel más alto que el de los cuerpos circundantes, y, por lo tanto, producir una ruptura en el equilibrio del calórico, donde antes existía este equilibrio. Es un hecho de la experiencia que la temperatura de los fluidos gaseosos se eleva por la compresión y baja por la rarefacción. He aquí una manera de cambiar la temperatura de los cuerpos y romper el equilibrio del calórico, tantas veces como se quiera y con la misma sustancia.

(17)

^(vii) Consideramos que no es necesario explicar aquí lo que es la cantidad de calórico o la cantidad de calor (usamos ambos términos indistintamente), ni para describir la manera de medir estas cantidades mediante el calorímetro. No explicamos qué es el calor latente, el grado de temperatura, el calor específico, etc. El lector debe estar familiarizado con estas expresiones mediante el estudio de los tratados básicos de la Física o de la Química.

El vapor utilizado de una manera inversa a la que se utiliza en las máquinas de vapor, también puede considerarse como una forma de romper el equilibrio del calórico. Como prueba de ello, es suficiente pensar cuidadosamente acerca de la forma en que la potencia motriz se desarrolla por la acción del calor sobre el vapor de agua. Imaginemos dos cuerpos A y B cada uno mantenido a una temperatura constante, la temperatura del cuerpo A es mayor que la de B: estos dos cuerpos, que pueden dar o absorber calor sin variar su temperatura, cumplen las funciones de dos reservorios indefinidos de calórico. Vamos a llamar al primero: "hogar" y al segundo: "refrigerante".

Si se quiere generar potencia motriz mediante el transporte de una cierta cantidad de calor del cuerpo A al cuerpo B, se podría proceder de la siguiente manera:

1°. Tomar calórico del cuerpo A para formar vapor de agua, es decir, hacer cumplir a ese cuerpo las funciones de un hogar, como el metal que compone la caldera de las máquinas térmicas ordinarias. Supondremos aquí que el vapor se genera a la misma temperatura del cuerpo A.

2° El vapor se recibe en un recipiente de capacidad extensible, tal como un cilindro munido de un pistón,

(18)

que aumenta el volumen de esa capacidad y por lo tanto también el volumen del vapor. Así dilatado, el vapor disminuirá espontáneamente su temperatura, como ocurre con todos los fluidos elásticos: Supongamos que la dilatación ocurre hasta el punto en que la temperatura del vapor es, precisamente, la del cuerpo B.

3° Se hace condensar el vapor poniéndolo en contacto con el cuerpo B y al mismo tiempo ejerciendo sobre el vapor una presión constante, hasta que esté completamente al estado líquido. El cuerpo B aquí cumple el papel del agua de inyección en las máquinas ordinarias, excepto que el vapor se condensa con él y sin cambiar su propia temperatura^(ix)

^(ix) Aquí podríamos asombrarnos de que el cuerpo B se encuentre a la misma temperatura que el vapor que condensa: esto no es rigurosamente posible; pero la más pequeña diferencia de temperatura determinará la condensación, lo cual es suficiente para establecer la exactitud de nuestro razonamiento.

Esto es así debido a que, en el cálculo diferencial, es suficiente que uno pueda concebir cantidades despreciables indefinidamente reducibles en relación a las cantidades que se conservan en las ecuaciones, para adquirir la certeza de un resultado definido. El Cuerpo B condensa el vapor sin que él cambie su temperatura; esto se desprende de nuestra suposición en la que admitimos que el cuerpo se mantiene a una temperatura constante. Este es el caso. En el metal del condensador, donde la condensación del vapor se logra mediante la aplicación de agua fría externa, — algo que antes se practicaba en varias máquinas. Así, el agua de un reservorio puede mantenerse a un nivel constante, si el líquido se escurre de un lado, mientras que llega desde otro.

Podríamos también concebir que los cuerpos A y B se mantienen cada uno a una temperatura constante aún cuando pueden perder o adquirir ciertas cantidades de calor. Si, por ejemplo, el cuerpo A fuera una masa de vapor lista para

(19)

Las operaciones descritas anteriormente se podrían haber hecho en una dirección y en un orden inverso. Nada impediría para la formación de vapor mediante el calórico del cuerpo B y la temperatura de ese cuerpo, comprimiéndolo a fin de adquirir la temperatura del cuerpo A y finalmente condensarlo por su contacto con este último cuerpo y continuar esa compresión hasta la licuefacción completa.

Para nuestras primeras operaciones, se habría producido tanto la producción de potencia motriz como el transporte del calórico del cuerpo A al B; mediante las operaciones inversas,

(20)

se produciría, a la vez, el gasto de potencia motriz y la devolución de calórico del cuerpo B al cuerpo A. Pero si en ambos lados intervino la misma cantidad de vapor de agua y si no hubiera habido pérdida de potencia motriz o de calórico, la cantidad de potencia motriz generada en el primer caso será igual a la que se ha gastado en el segundo, y la cantidad de calórico transferido en el primer caso, del cuerpo A al cuerpo B será igual a la cantidad que se devuelve en el segundo, del cuerpo B al cuerpo A, de modo que se podría hacer un número indefinido de operaciones alternantes de tales operaciones sin que se produzca potencia motriz, ni que haya un pasaje neto del calórico de un cuerpo a otro.

Ahora, si hubiera maneras de utilizar el calor, preferibles a las que hemos utilizado, es decir, si fuera posible, por cualquier método que sea, producir una cantidad de potencia motriz mayor que la que hemos calculado en nuestra primera serie de operaciones, sería suficiente desviar una parte de esa potencia, por el método que se acaba de indicar, para usar el calórico que el cuerpo B le entrega al cuerpo A, del refrigerante al hogar, para restablecer las cosas a su estado original y usar el excedente para iniciar

(21)

una operación totalmente similar a la primera y de ese modo se tendría no sólo el movimiento perpetuo, sino una indefinida creación de potencia motriz y consumo de calórico, cualquiera sea el otro agente. Una creación similar de potencia motriz es bastante contraria a las ideas sostenidas hasta el presente y, para las leyes de la Mecánica y de la Física sana, eso es inadmisibile^(xii). Por lo tanto, hay que concluir que

condensar y el cuerpo B una masa de hielo listo para fundir, estos cuerpos podrían, como sabemos, entregar o recibir calórico sin cambiar sus grados termométricos.

^(xii) Podría objetarse aquí que el movimiento perpetuo, demostrado imposible no sólo por las acciones mecánicas, puede no serlo cuando se utiliza la influencia del calor o de la electricidad; pero ¿podemos concebir a los fenómenos del calor y de la electricidad, debidos a otra cosa que no sea algún movimiento de los cuerpos? y, como tales, ¿no deben estar sujetos a las leyes generales de la Mecánica? De hecho, ¿No sabemos, a posteriori, que todos los intentos de pro-

(22)

la potencia motriz máxima resultante del empleo de vapor es también la potencia motriz máxima alcanzable por cualquier otro medio. Por otra parte, muy pronto daremos una segunda demostración, más rigurosa, de este teorema. Esto no debe ser considerado más que un resumen (consulte la página 29)

Con respecto a la proposición que acabamos de enunciar, tenemos derecho a preguntar: ¿Cuál es el significado aquí de la palabra "máximo"?

(23)

¿Mediante qué señal reconocemos que se alcanza este máximo? ¿Qué señal podemos reconocer cuando el vapor se utiliza de la mejor manera posible en la producción de la potencia motriz?

Dado que la recuperación total del equilibrio del calórico puede ser la causa de la producción de potencia motriz, todo restablecimiento del equilibrio que se haga sin producción de esa potencia debe ser considerada como una verdadera pérdida: O, por poco que reflexionemos, se percibirá que todo cambio en la temperatura, que no se deba a un cambio de volumen del cuerpo sólo puede ser una restauración inútil del equilibrio en el calórico.^(xiii) La condición necesaria para el máximo es *que no ocurra en los cuerpos empleados para producir la potencia motriz del calor ningún cambio de temperatura que no sea debido a un cambio en el volumen.*

ducir el movimiento perpetuo, por cualquier medio, no tuvieron éxito? Nunca logramos producir un movimiento verdaderamente perpetuo, es decir, un movimiento que podría continuar siempre aún sin alteración en el cuerpo que lo realiza.

A veces, veíamos el dispositivo eléctromotor (la pila de Volta) como capaz de producir el movimiento perpetuo; intentamos hacer realidad esta idea mediante la construcción de pilas secas, pretendidamente inalterables; pero, cuando logramos hacerlas, el aparato experimentó siempre un daño sustancial cuando su acción se mantuvo durante un tiempo produciendo un poco de energía. La acepción general y filosóficas de las palabras *movimiento perpetuo* debe incluir no sólo un movimiento susceptible de prolongarse indefinidamente después de un primer impulso recibido, sino la acción de un dispositivo de un montaje cualquiera, capaz de crear potencia motriz en cantidades ilimitadas, capaz de extraer sucesivamente del reposo todos los cuerpos de la naturaleza, aun si estaban sumergidos, destruyendo en ellos el principio de inercia; en fin, capaz de extraer de sí la fuerza para mover el universo entero, para extender y para acelerar continuamente su movimiento. Eso sería una verdadera creación de potencia motriz. Si fuera posible, sería inútil buscar en las corrientes de agua, en el aire, en el combustible, esa potencia motriz; tendríamos a nuestra disposición una fuente inagotable de la que podríamos sacar a voluntad.

^(xiii) Suponemos que no hay aquí alguna acción química entre los cuerpos puestos en uso para lograr la fuerza motriz del calor. La acción química que ocurre en el hogar es una acción de alguna manera preliminar, una operación destinada, no a producir inmediatamente la potencia motriz, sino a romper el equilibrio del calórico, para producir una diferencia de temperatura que luego debe generar el movimiento.

(24)

Recíprocamente, cada vez que se cumple esta condición, se alcanza el máximo.

Este principio no debe perderse de vista en la construcción de máquinas térmicas; él es la base fundamental. Si no podemos observarlo estrictamente, al menos debe desviarse lo menos posible.

Todo cambio de temperatura que no sea debido a un cambio en el volumen o a una acción química (acción que provisoriamente suponemos que aquí no se cumple) se debe necesariamente a paso directo del calórico de un cuerpo más o menos caliente a un cuerpo más frío. Este pasaje se produce principalmente por el contacto de cuerpos con temperaturas distintas: tal contacto debe evitarse siempre que sea posible. Sin duda, no se puede evitar por completo pero, al menos, debe hacerse de manera que los cuerpos que se contactan entre sí difieran muy poco en sus temperaturas.

Cuando en nuestra demostración supusimos que el calórico del cuerpo A se empleaba para formar el vapor, éste vapor se suponía que se generaba a la misma temperatura que la del cuerpo A: así el contacto se efectuaba sólo entre cuerpos de temperaturas iguales; el cambio de temperaturas a la que luego arribaba el vapor, se debía a la dilatación,

(25)

por el consecuente cambio de volumen, y, finalmente, la condensación se producía también sin contactar cuerpos con temperaturas diferentes. Ella se producía por el ejercicio de una presión constante sobre el vapor en contacto con el cuerpo B a esa misma temperatura. Por lo tanto se cumplían las condiciones de máximo.

En verdad, las cosas no pueden suceder rigurosamente como hemos supuesto. Para determinar el paso del calórico desde un cuerpo a otro, es necesario que en el primero haya un exceso en la temperatura; pero este exceso puede suponerse tan pequeño como se quiera; se puede considerar teóricamente como nulo, sin que por ello el razonamiento pierda algo de su exactitud.

A nuestra demostración, le podemos hacer una objeción más real, que es la siguiente:

Cuando tomamos el calórico del cuerpo A para generar el vapor, y este vapor se condensa por el contacto con el cuerpo B, el agua utilizada para formarlo, y que se supone que tiene la temperatura del cuerpo A se encuentra, al final de la operación, enfriada hasta la temperatura del cuerpo B. Si uno quiere iniciar una operación similar a la primera, si queremos desarrollar una nueva cantidad de potencia motriz con el mismo instrumento,

(26)

con el mismo vapor, hay que restaurar primero las cosas a su estado original, la temperatura del agua se debe llevar a los grados que tenía primero. Sin duda, esto se puede hacer volviendo a ponerla en contacto inmediato con el cuerpo A; pero entonces hay contacto entre cuerpos con temperatu-

ras distintas y hay pérdida de potencia motriz ^(xiv) y será imposible ejecutar la operación inversa, es decir, hacer retornar al cuerpo A el calórico empleado en elevar la temperatura del líquido.

(27)

Esta dificultad se puede obviar suponiendo que la diferencia de temperatura entre el cuerpo A y el cuerpo B es infinitamente pequeña; la cantidad de calor necesaria para llevar el líquido a su temperatura inicial será también infinitamente pequeña e insignificante en relación a la cantidad de calor que es necesaria dar para producir vapor, que es una cantidad siempre finita.

Además, la propuesta demostrada para el caso en que la diferencia entre las temperaturas de los dos cuerpos sea extremadamente pequeña, se extiende fácilmente al caso general. De hecho, si se tuviera que producir potencia motriz para transportar el calórico del cuerpo A a un cuerpo Z, siendo la temperatura de este último cuerpo muy diferente a la del primero, podríamos imaginarnos una secuencia de cuerpos B, C, D, ... de temperaturas intermedias entre las del cuerpo A y el Z, seleccionados de manera tal que las diferencias de A a B, de B a C, ... sean todas infinitamente pequeñas. El calórico emanado de A arribará a Z sólo después de pasar a través de los cuerpos B, C, D, . . . y después de desarrollar en cada uno de sus transportadores la máxima potencia motriz. Las operaciones inversas serán así todas posibles y el razonamiento de la página 20 se tornará rigurosamente aplicable.

(28)

De acuerdo con los conceptos establecidos hasta ahora, la potencia motriz del calor se puede comparar, con una precisión suficiente, a la de una caída de agua: ambas tienen un máximo que no se puede sobrepasar, cualquiera sea la parte de la máquina que se utiliza para recibir la acción del agua, y con independencia de la otra sustancia utilizada para recibir la acción del calor. La potencia motriz de una caída de agua depende de su altura y de la cantidad de líquido; la potencia motriz del calor también depende de la cantidad de calórico empleado y de lo que uno podría llamar — y que nosotros también llamaremos — la altura de su caída ^(xv), es decir, la diferencia de temperatura de los cuerpos entre los cuales se produce el intercambio de calórico. En una caída de agua, la potencia motriz es estrictamente proporcional a la diferencia de nivel entre el reservorio superior y el reser-

^(xiv) Este tipo de pérdida se produce en todas las máquinas de vapor. De hecho, el agua destinada para la alimentación de la caldera está siempre más fría que el agua ya contenida en la misma y se establece entre ellas un equilibrio inútil en el calórico. A posteriori, nos convenceremos fácilmente que esta restauración del equilibrio provoca una pérdida de potencia motriz, si pensamos que habría sido posible el suministro de agua calentada previamente, empleando agua de condensación de una pequeña máquina accesorio donde se utiliza parte del vapor extraído de una caldera de grandes dimensiones, en la que la condensación se lleva a cabo a una temperatura intermedia entre la caldera y el condensador principal. La potencia producida por esa máquina pequeña no habría tenido ningún gasto de calor, ya que todo lo que se habría utilizado sería devuelto a la caldera con el agua de condensación.

^(xv) Aquí el tema es bastante nuevo, por lo que nos vemos obligados a emplear expresiones inusuales que todavía pueden no tener toda la claridad deseable.

torio inferior. En la caída del calórico la potencia motriz, sin duda, aumenta con la diferencia de temperatura entre el cuerpo caliente y el cuerpo frío;

(29)

pero no sabemos si es proporcional a esa diferencia. No sabemos, por ejemplo, si la caída de calórico de 100 a 50 grados suministra una potencia motriz igual a la caída de ese mismo calórico de 50 grados a cero. Esta es una cuestión que nos proponemos examinar más adelante.

Daremos aquí una segunda demostración de la proposición fundamental enunciada en la página 22, y presentaremos esta propuesta en una forma más general que la que hemos hecho anteriormente.

Cuando un fluido gaseoso se comprime rápidamente, su temperatura se eleva y, al contrario, ella disminuye cuando se lo expande rápidamente. Este es uno de los hechos mejor constatados por la experiencia: nosotros lo tomaremos como base de nuestra demostración^(xvi).

^(xvi) Los hechos experimentales que mejor muestran los cambios de temperatura de un gas por la compresión o expansión son:

1° La disminución de la temperatura que registra un termómetro colocado bajo el recipiente de una máquina neumática donde se hace el vacío. Esta reducción es muy sensible en el termómetro de Breguet: ella puede ir más allá de 40 - 50 grados. La nube que se forma en esta ocasión, debe ser atribuida a la condensación del vapor de agua causada por el enfriamiento del aire;

2° La inflamación de los chisqueros llamados neumáticos, que son, como se sabe, los pequeños cuerpos de la bomba donde se le hace sufrir al aire una compresión rápida;

3° El descenso de la temperatura que marca el termómetro en un recipiente de gran capacidad donde, después de haber comprimido el aire, se le permite escapar al abrir un robinete;

4° Los resultados de los experimentos sobre la velocidad del sonido. El Sr. Laplace ha demostrado que, para adecuar esos resultados a la teoría y al cálculo, tuvo que admitir el calentamiento del aire por una compresión repentina;

El único hecho que se podía oponer a ellos es la experiencia de los Sres. Gay-Lussac y Welter, que se describe en los *Annales de Chimie et de Physique*. Una pequeña abertura fue hecha en un gran reservorio de aire comprimido y se colocó el bulbo de un termómetro ante la corriente de aire que salía a través de esta abertura, no habiendo observado una reducción significativa en el grado de temperatura marcada en el termómetro.

Podemos dar a este hecho, dos explicaciones: 1°, la fricción del aire contra las paredes de la abertura por la que se escapa el aire, quizás desarrolla calor en cantidades significativas; el aire que viene de inmediato a tocar el bulbo del termómetro rectifica quizás su impacto contra el bulbo o más bien, por el efecto del retroceso a que está forzado al toparse adquiere una densidad igual a la que tenía en el recipiente, casi como el agua de una corriente que se levanta por encima de su nivel al chocar contra un obstáculo fijo.

El cambio de temperatura causado por el gas en el cambio de volumen puede ser visto como uno de los hechos más importantes de la física, debido a las muchas consecuencias que ello conlleva, y al mismo tiempo como uno de los más difíciles para aclarar y medir a través de experiencias decisivas. En muchas circunstancias parece presentar anomalías

(30)

Si, cuando un gas eleva su temperatura por efecto de una compresión y queremos que vuelva

(31)

a su temperatura original sin someter su volumen de nuevos cambios, se le debe remover calórico. Este calórico puede también ser retirado cuando se ejecuta la compresión, de modo que la temperatura del gas se mantenga constante. Del mismo modo, si un gas está enrarecido, se puede evitar que baje su temperatura proporcionándole una cierta cantidad de calórico. Vamos a llamar al calórico utilizado

(32)

en estas ocasiones, donde no hay cambio en la temperatura, *calórico debido al cambio de volumen*. Esta denominación no indica que el calórico pertenece al volumen; él no es más que el calórico que corresponde a la presión, y también podría ser llamado *calórico debido al cambio en la presión*. No sabemos qué leyes sigue en relación con los cambios de volumen: es posible que su cantidad cambie, o con el tipo de gas o con su densidad, o con su temperatura. La experiencia no nos ha enseñado nada sobre este tema; ella sólo nos enseñó que, en la compresión de fluidos elásticos, se desarrolla más o menos calórico.

Poseída esta noción preliminar, imaginemos un fluido elástico, por ejemplo, el aire atmosférico, contenido en un recipiente cilíndrico *abcd* (Fig. 1), provisto de un diafragma o un pistón móvil *cd*. Sean también dos cuerpos A, B, cada uno mantenido a una temperatura constante, sea la de A mayor que la de B; Supongamos ahora que se efectúa la serie de operaciones que se describirán:

singulares.

¿No es el enfriamiento del aire por la expansión al que debe atribuirse el frío de las regiones superiores de la atmósfera? Las razones dadas hasta ahora para explicar ese frío son muy insuficientes. nos han dicho que el aire de las zonas elevadas recibe poco calor reflejado desde la tierra, que él mismo irradia calor a los cielos, perdiendo calórico y que esta es la causa de su enfriamiento; pero esta explicación se destruye si nos damos cuenta de que a la misma altura el frío reina también y aún más intensamente, en las llanuras altas, que en la parte superior de las montañas o en las partes de la atmósfera alejadas del suelo.

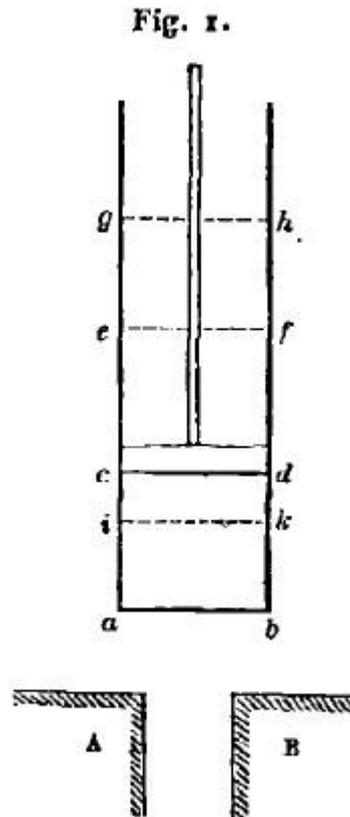


Figura 1

1°. Poner en contacto el cuerpo A con el aire contenido en la capacidad $abcd$,

(33)

o con la pared de esta capacidad, pared que suponemos transmite fácilmente el calórico. Por este contacto, el aire se encuentra a la misma temperatura del cuerpo A; cd es la posición actual del pistón.

2° El pistón se eleva gradualmente y llega a tomar la posición ef . El contacto siempre tiene lugar entre el cuerpo A y el aire, que se encuentra así mantenido a una temperatura constante durante la expansión. El cuerpo A proporciona el calórico necesario para mantener la temperatura constante.

3° El cuerpo A es retirado y el aire ya no está en contacto con algún cuerpo capaz de proporcionarle calórico; no obstante, el pistón continúa moviéndose, y se mueve desde la posición ek a la posición gh . El aire se dilata sin recibir calórico y su temperatura desciende. Imaginemos que la temperatura disminuye hasta ser igual a la del cuerpo B; en ese momento el pistón se detiene y ocupa la posición gh .

4° El aire se pone en contacto con el cuerpo B; y es comprimido por el retorno del pistón, que lo lleva de la posición gh a la posición cd . Este aire se mantiene a una temperatura constante, a causa de su contacto con el cuerpo B, al que le da su calórico.

5° Se separa el cuerpo B, y se continua la compresión del aire,

(34)

que al encontrarse aislado, eleva su temperatura. La compresión continúa hasta que todo el aire ha adquirido la temperatura del cuerpo A. Durante ese tiempo, el pistón se mueve de la posición cd a la posición ik .

6° El aire se vuelve a poner en contacto con el cuerpo A; el pistón vuelve de la posición ik a la posición ef y la temperatura permanece constante.

7° A continuación, se renueva el período descrito con el número 3, y, sucesivamente se repiten los períodos 4, 5, 6, 3, 4, 5, 6, 3, 4, 5, y así sucesivamente.

En estas diversas operaciones, el pistón experimenta un esfuerzo más o menos grande de parte del aire contenido en el cilindro; la fuerza elástica de este aire varía, tanto a causa de los cambios de volumen como por los cambios de temperatura; pero se debe remarcar que, a volúmenes iguales, es decir, para posiciones similares del pistón, la temperatura es más alta durante los movimientos de dilatación como durante los movimientos de compresión. Durante las primeras, la fuerza elástica del aire es, entonces, más grande y, por lo tanto, la cantidad de potencia motriz generada por los movimientos de expansión es considerablemente

(35)

mayor que la que se consume para producir los movimientos de compresión. De esta manera obtenemos un exceso de potencia motriz excedente que se podrá disponer para cualquier uso. El aire nos ha servido como máquina térmica; incluso lo hemos empleado de la manera más ventajosa posible, porque no se provocó ninguna restauración inútil del equilibrio en el calórico.

Todas las operaciones descritas anteriormente se pueden realizar tanto en una dirección como en el orden inverso. Imaginemos que después del sexto período, es decir, cuando el pistón que ha llegado a la posición ef , se le hace retornar a la posición ik al mismo tiempo que se mantiene el aire en contacto con el cuerpo A: el calórico proporcionado por dicho cuerpo, durante el sexto período, vuelve a su origen, es decir, al cuerpo A y las cosas van a quedar en el estado en el que estaban al final del quinto período. Si ahora se retira el cuerpo A y se hace mover el pistón de ef a cd , la temperatura del aire se reducirá, especialmente, en el número de grados que se incrementó durante el quinto período, y alcanzará el valor de la temperatura del cuerpo B. Obviamente podemos continuar una sucesión de operaciones inversas a las que describimos por primera vez: simplemente, es suficiente colocar

(36)

en las mismas circunstancias y ejecutar, para cada período, un movimiento de expansión en lugar de un movimiento de compresión y viceversa.

Los resultados de las primeras operaciones son la producción de una cierta cantidad de potencia motriz y el transporte de calórico del cuerpo A al cuerpo B; el resultado de las operaciones inversas es el consumo de la potencia motriz producida, y el retorno de calórico del cuerpo B al cuerpo A; de modo que estas dos series de operaciones se anulan, se neutralizan de una manera de una a la otra.

La imposibilidad de hacer producir al calórico una cantidad de potencia motriz mayor que la que hemos obtenido a través de nuestra primera serie de operaciones es fácil de probar. Ella se demostrará mediante un razonamiento totalmente similar al que utilizamos en la página 20. Aquí, el razonamiento será incluso de un grado de precisión mayor: ya que el aire que utilizamos para desarrollar la potencia motriz retorna, al final de cada ciclo de operaciones, específicamente, al estado en el que se encontraba al principio, algo que, tal como hemos señalado, no ocurriría exactamente lo mismo

(37)

con el vapor de agua^(xvii)

Elegimos el aire atmosférico como el instrumento para desarrollar la potencia motriz del calor; pero es evidente que el razonamiento habría sido el mismo para cualquier otra sustancia gaseosa, e incluso para otro cuerpo capaz de cambiar su temperatura por contracciones y expansiones sucesivas, lo que comprende a todos los cuerpos en la naturaleza, o al menos

(38)

todos aquellos que son apropiados para realizar la potencia motriz del calor. De modo que esto nos lleva a establecer la proposición general de la siguiente manera:

La potencia motriz del calor es independiente de los agentes utilizados para lograrla; su cantidad se fija únicamente por las temperaturas de los cuerpos entre los cuales la última consecuencia es el transporte de calórico.

Se debe entender aquí, que cada uno de los métodos para desarrollar la potencia motriz tiende a alcanzar la perfección que es capaz. Esta condición se cumple, como hemos señalado más arriba, si en los cuerpos no se producen cambios de temperatura que no sean debidos a cambios en el volu-

^(xvii) En nuestra demostración, asumimos implícitamente que, cuando un cuerpo ha experimentado algún cambio, y después de una serie de transformaciones retorna idénticamente a su estado original, es decir, este estado es considerado en relación con su densidad, su temperatura, su modo de agregación. Suponemos, dije, que este cuerpo contiene la misma cantidad de calor que contenía al principio o, de otra manera, que la cantidad de calor absorbido o liberado en sus diversas transformaciones se compensan exactamente. Este hecho nunca ha sido puesto en duda; fue admitido al principio sin pensar y luego se verificó en muchos casos por las experiencias del calorímetro. Negar esto sería echar abajo toda la teoría del calor que se utiliza como base. Además, para decirlo al pasar, los fundamentos principales sobre los cuales descansa la teoría del calor necesitarían un examen más profundo. Varios hechos de la experiencia parecen más o menos inexplicables en el estado actual de esta teoría.

men, o, lo que es lo mismo expresado de manera diferente, si nunca hay contacto entre cuerpos con temperaturas sustancialmente diferentes.

Los diversos métodos para producir la potencia motriz pueden emplear sustancias diferentes o usar una sola sustancia en dos estados diferentes, por ejemplo, un gas a dos densidades diferentes.

Naturalmente, esto nos lleva a analizar las interesantes investigaciones sobre algunos fluidos aeriformes,

(39)

investigaciones que nos llevarán, además, a nuevos resultados sobre la potencia motriz del calor y nos darán los medios para verificar, en casos especiales, la proposición fundamental enunciada más arriba^(xviii).

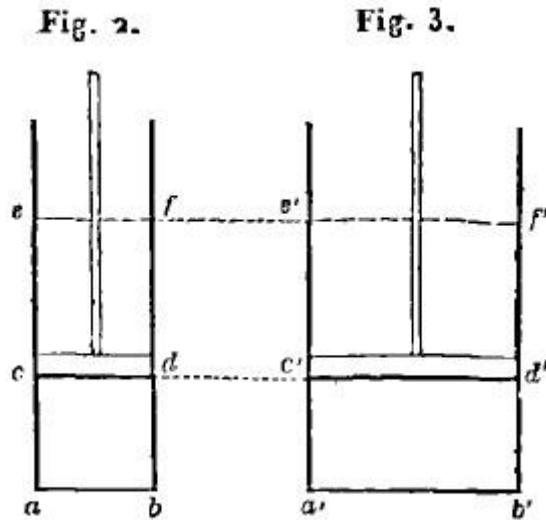
Se notará fácilmente que nuestra demostración fue simplificada suponiendo que las temperaturas de los cuerpos A y B son muy poco diferentes entre si. En tal caso, los movimientos del pistón están poco extendidos en los períodos de 3 y 5. Estos períodos se podrían haber suprimido sin influencia sustancial en la producción de potencia motriz. De hecho, un muy pequeño cambio de volumen debería ser suficiente para producir un cambio muy pequeño en la temperatura, y este pequeño cambio de volumen es despreciable frente a los de los períodos 4 y 6, donde la expansión es ilimitada.

Si eliminamos los períodos 3 y 5 en la serie de operaciones descritas anteriormente, ella se reduce a lo siguiente:

1° Se pone en contacto el gas contenido en *abcd* (figura 2) con el cuerpo A, pasando el pistón de *cd* a *ef*

(40)

^(xviii) En lo que sigue, supondremos que el lector está al corriente de los últimos avances de la física moderna en lo concerniente a las sustancias gaseosas y el calor.



2°. Separación del cuerpo A, contacto con el gas contenido en $abef$ con el cuerpo B, retorno de pistón de ef hasta cd .

3°. Separación del cuerpo B, contacto del gas con el cuerpo A, pasaje del pistón de cd a ef , es decir, repetición del primer periodo, y así sucesivamente.

La potencia motriz resultante del ensamble de las operaciones 1, 2 será, obviamente, la diferencia entre la que se produce por la expansión del gas mientras se encuentra a la temperatura del cuerpo A, y la que se consume para comprimir el gas, cuando se encuentra a la temperatura del cuerpo B.

Supongamos que las operaciones 1, 2 se realizan sobre dos gases con diferente naturaleza química, pero efectuadas bajo la misma presión, por ejemplo, a presión atmosférica; estos dos gases se comportan absolutamente igual uno que el otro en las mismas circunstancias, es decir, sus fuerzas expansivas, originalmente iguales, seguirá siendo siempre iguales, cualesquiera sean las variaciones de volumen y de temperatura, siempre que estos cambios sean los mismos en ambos casos. Obviamente, esto resulta de las leyes de

(41)

Mariotte y de los Sres Gay-Lussac y Dalton, leyes comunes a todos los fluidos elásticos, y en virtud de las cuales, para todos esos fluidos existen las mismas relaciones entre el volumen, la fuerza expansiva y la temperatura.

Dado que dos gases diferentes, tomadas a la misma temperatura y la misma presión, debe comportarse el uno y el otro en las mismas circunstancias, si se los somete a ambos a las operaciones descritas anteriormente, van a generar la misma cantidad de potencia motriz. Pero esto supone, a partir de la proposición fundamental que hemos establecido, el empleo de dos cantidades iguales de calórico, es decir, esto implica que la cantidad de calórico que pasa del cuerpo A al cuerpo B es el mismo, si se realiza en uno de los gases, o se lleva a cabo con el otro.

La cantidad de calórico que pasa del cuerpo A al cuerpo B es, por supuesto, la que es absorbida por el gas en la expansión del volumen, o el calórico que este gas entrega por compresión. Esto nos lleva a establecer la siguiente proposición:

Cuando un gas pasa sin cambiar su temperatura, de un volumen y de una presión determinados a otro volumen y a otra presión igualmente determinada,

(42)

la cantidad de calórico absorbido o o entregado es siempre la misma, independientemente de la naturaleza gas elegido como sujeto de prueba.

Tomemos, por ejemplo, 1 litro de aire a la temperatura de 100 grados y bajo la presión de una atmósfera; si se duplica el volumen del aire y que desea mantener la temperatura de 100 grados, es necesario proporcionarle una cierta cantidad de calor. Esta cantidad de calor será precisamente la misma si, en lugar de operar con el aire, se opera con el gas del ácido carbónico, el nitrógeno, el hidrógeno, el vapor de agua, de alcohol, es decir, si se duplica el volumen de 1 litro de estos gases tomados en la temperatura de 100 grados y a presión atmosférica.

Sería lo mismo, en una dirección inversa, si, en vez de duplicar el volumen del gas se reduce a la mitad por compresión.

La cantidad de calor que los fluidos elásticos emiten o absorben en sus cambios de volumen nunca se ha medido por alguna experiencia directa, una experiencia que, sin duda, ofrece grandes dificultades pero existe un dato que es más o menos el equivalente para nosotros: este dato ha sido proporcionado por la teoría del sonido; ella merece mucha confianza,

(43)

a causa del rigor de las consideraciones por las cuales se llegó a establecerla. He aquí en lo que el dato consiste:

La temperatura del aire atmosférico debe ascender 1 grado centígrado cuando sufre una compresión súbita que reduce su volumen en $1/116^{(xix)}$. Los experimentos sobre la velocidad del sonido en el aire se hicieron a una presión de 760 milímetros de mercurio y a la temperatura de 6 grados y nuestros datos deben relacionarse sólo con estas dos circunstancias. Sin embargo y por conveniencia, vamos a referirlos a la temperatura de 0 grados, lo que difiere muy poco del resultado experimental.

^(xix) Mr. Poisson, a quien se deben estos datos, hizo ver que coincide bastante bien con el resultado de la experiencia de los Sres. Clément y Desormes sobre el reingreso del aire en el vacío, o más bien en el aire un poco rarificado. También está bastante de acuerdo, con algunos resultados encontrados por los Sres. Gay-Lussac y Welter. (Véase la nota, p. 59.).

El aire comprimido en $1/116$ que eleva su temperatura en 1 grado, sólo difiere del aire calentado directamente en 1 grado por su densidad. Si suponemos que el volumen primitivo era V , la compresión de $1/116$ lo reduce a $V - V/116$.

(44)

De acuerdo con la regla del Sr. Gay-Lussac, el calentamiento directo bajo presión constante debe aumentar el volumen de aire en $1/267$ del que ocuparía a 0° . De modo que por una parte, al comprimirlo reduce su volumen a $V - V/116$ y por otra parte, al calentarlo aumentaría a $V + V/267$.

Las diferencias entre las cantidades de calor que posee el aire en uno y otro caso es, evidentemente, la cantidad empleada para elevar su temperatura en 1 grado: de modo que la cantidad de calor que el aire absorbe al pasar de un volumen $V - V/116$ a un volumen $V + V/267$ es igual a la necesaria para elevar su temperatura en 1 grado.

Imaginemos mientras tanto que, en lugar de calentar en 1 grado a presión constante donde el aire se pudiera dilatar libremente, lo encerramos dentro de una capacidad inextensible y que en ese estado lo hacemos aumentar en 1 grado su temperatura. El aire así calentado en 1 grado, no diferirá del aire comprimido en $1/116$, más que un volumen más grande en $1/116$. Por lo tanto, la cantidad de calor que el aire entrega por una reducción de volumen de $1/116$ es igual a la que él exigirá para elevar su temperatura a volumen constante. Como la diferencia entre los volúmenes

(45)

$V - V/116$ y $V + V/267$ son pequeñas en relación a los volúmenes mismos, podemos considerar a las cantidades de calor absorbidas por el aire, al pasar del primero de esos volúmenes al segundo y del primero al tercero, como sensiblemente proporcionales a los cambios de volumen. Por consiguiente uno se encuentra conducido a establecer la siguiente relación:

La cantidad de calor necesaria para elevar en 1 grado el aire, a presión constante, es a la cantidad de calor necesaria para elevar en 1 grado el mismo aire a volumen constante, como la relación entre los números

$$\frac{1}{116} + \frac{1}{267} \text{ a } \frac{1}{267}$$

O bien, multiplicando ambas cantidades por 116×267 , como la relación entre los números $267 + 116$ a 267 .

Por lo tanto, esta es la relación que existe entre la capacidad calorífica del aire a presión constante y su capacidad calorífica a volumen constante. Si la primera de estas dos capacidades se toma como unidad, la otra vendrá expresada por la cifra $267/(267 + 116)$, o aproximadamente $0,700$; su diferencia $1 - 0,700$, o $0,300$, evidentemente, expresará la cantidad de calor destinada a producir el aumento

(46)

de volumen del aire cuando es calentado en 1 grado a presión constante.

De acuerdo con la leyes de los Sres. Gay-Lussac y Dalton, este aumento de volumen será el mismo para todos los otros gases y, de acuerdo con el teorema demostrado en la página 41, el calor absorbido por aumentos iguales de volumen es el mismo para todos los fluidos elásticos; esto nos lleva a establecer la siguiente proposición :

La diferencia entre el calor específico a presión constante y el calor específico a volumen constante es la misma para todos los gases.

Cabe señalar que aquí se supone todos que los gases están a la misma presión, por ejemplo: la presión atmosférica y, además, que los calores específicos se miden en relación a los volúmenes.

Nada es ahora más fácil de elaborar una tabla de calores específicos del los gases a volumen constante, de acuerdo con el conocimiento de sus calores específicos a presión constante. Presentamos esta tabla donde la primera columna es el resultado de experiencias directas de los Sres. Delaroché y Bérard, con los calores específicos de los gases a presión atmosférica,

(47)

y la segunda columna consiste de los números de la primera disminuidos en 0,300.

Tabla de calores específicos de gases.

Nombre del gas	Calor específico a presión constante.	Calor específico a volumen constante .
Aire atmosférico	1,000	0,700
Gas hidrógeno	0,903	0,603
Ácido carbónico	1,258	0,958
Oxígeno	0,976	0,676
Nitrógeno	1,000	0,700
Protóxido de nitrógeno	1,350	1,050
Gas olefiante	1,553	1,253
Óxido de carbono	1,034	0,734

Los números de la primera columna y los de la segunda están aquí referidos a la misma unidad, al calor específico del aire atmosférico a presión constante.

(48)

La diferencia entre cada número de la primera columna y el número correspondiente de la segunda es constante, pero la relación entre esos números debe ser *variable*, de modo que la relación entre el calor específico de un gas a presión constante y su calor específico a volumen constante varía cuando se pasa de un gas a otro.

Hemos visto que el aire, cuando sufre una compresión repentina de 1/116 de su volumen eleva su temperatura en un 1 grado. Otros gases, por una compresión similar deben aumentar su temperatura en la misma medida; ella se debe elevar, pero no en proporción inversa a su calor específico a volumen constante. De hecho, la reducción del volumen se supone siempre la misma, la cantidad de calor debido a esta reducción debe ser también siempre la misma, y por lo tanto debe producir un aumento de temperatura que depende solamente del calor específico adquirido por el gas después de la compresión, y, obviamente, inversamente proporcional a ese calor específico. Por lo tanto, nos es fácil construir una tabla de los diferentes aumentos de la temperatura de los gases por una compresión de 1/116 de su volumen.

Ella es :

(49)

Tabla de elevación de la temperatura de los gases por efecto de la compresión.

Nombre del gas	Elevación de la temperatura por una reducción de volumen de 1/116
Aire atmosférico	1,000
Gas hidrógeno	1,160
Ácido carbónico	0,730
Oxígeno	1 ,035
Nitrógeno	1,000
Protóxido de nitrógeno	0,667
Gas olefiante	0,558
Óxido de carbono	0,955

Una nueva compresión de 1/116 (en la que varíe el volumen) elevaría de nuevo, como veremos muy pronto, la temperatura de estos gases en una cantidad aproximadamente igual a la primera; pero no sería así en una tercera compresión, en una cuarta, o en una centésima. La capacidad calorífica de un gas cambia con su volumen y es muy posible que también cambie con la temperatura.

(50)

Mientras tanto, de la proposición general enunciada en la página 38, vamos a deducir un segundo teorema que servirá de complemento al que acabamos de demostrar.

Imaginemos que el gas encerrado dentro de una capacidad cilíndrica $abcd$ (fig. 2) es llevado a la capacidad $a'b'c'd'$ (fig. 3) de igual altura, pero de base diferente y más amplia: ese gas aumentará su volumen, disminuirá su densidad y su fuerza elástica en una relación inversa entre los volúmenes $abcd$ y $a'b'c'd'$. En cuando a la presión total ejercida sobre cada pistón cd y $c'd'$ ella será la misma ya que la superficie de esos pistones está en relación directa a los volúmenes.

Supongamos que sobre el gas encerrado en $a'b'c'd'$ se ejecutan las operaciones descritas en la página 39, que suponíamos hechas sobre el gas encerrado en $abcd$, es decir, supongamos que damos al pistón $c'd'$ los movimientos iguales en magnitud a los del pistón cd , haciéndolo ocupar sucesivamente a $c'd'$ las posiciones correspondientes a cd y a $e'f''$ las correspondientes a ef y, al mismo tiempo, que hacemos sufrir al gas, por medio de dos cuerpos A y B, las mismas variaciones de temperatura como cuando estaba encerrado en $abcd$; en ambos casos se encontrará que el esfuerzo total ejercido sobre el pistón es el mismo para los momentos correspondientes.

(51)

Esto es resultado de la ley de Mariotte^(xx). En efecto, las densidades de los dos gases mantendrán siempre entre ellas las mismas relaciones para las posiciones similares de los pistones, las temperaturas serán siempre iguales para cada parte y las presiones totales en los pistones siempre mantienen la misma relación entre ellas. Si esta relación es, en cualquier momento, la de la igualdad, las presiones serán siempre iguales.

Por otra parte, como los movimientos de los dos pistones

(52)

tienen amplitudes iguales, la potencia motriz producida por uno y por otro, obviamente, será la misma. Por lo tanto, uno debe concluir, a partir de la propuesta en la página 38, que las cantidades de calor usados de ambos casos son las mismas, es decir, que del cuerpo A al cuerpo B pasa la misma cantidad de calor en ambos casos.

^(xx) La ley de Mariotte, en la que nos basamos aquí para establecer nuestra demostración, es una de las leyes físicas más reconocidas. Ella sirvió de base para muchas teorías verificadas por la experiencia, y que satisfacen, a su vez, a las leyes que sobre ella están basadas. También se pueden citar igualmente como verificación valiosa de la ley de Mariotte y de las leyes de los Sres. Gay-Lussac y Dalton, para un amplio rango de temperaturas, los experimentos de los Sres. Dulong y Petit. (Ver *Annals de Chimie et de Physique*, febrero de 1818, vol. VII, p.122.) También podemos mencionar los recientes experimentos de los Sres. Davy y Faraday. Los teoremas que deducimos aquí podrían ser, quizás, no muy precisos si se aplican más allá de ciertos límites. La densidad o la temperatura, sólo deben ser considerados como válidas en la medida en que las leyes de Mariotte y de los Sres. Gay-Lussac y Dalton sean constatadas.

El calor tomado del cuerpo A y entregado al cuerpo B no es otra cosa que el calor absorbido por la dilatación de gas y luego liberado por su compresión. Llegamos así a establecer el siguiente teorema:

Cuando un fluido elástico pasa, sin cambiar la temperatura, del volumen U a un volumen V, y que una cantidad tan ponderable del mismo gas pasa, a la misma temperatura, de un volumen U' a un volumen V', si la relación entre U' y V' se encuentra en la misma relación que U y V, las cantidades de calor absorbidas o liberadas en ambos casos serán las mismas.

Este teorema puede también ser enunciado de la siguiente manera:

Cuando un gas varía su volumen sin cambiar su temperatura, las cantidades de calor, absorbidas o liberadas por ese gas están en progresión aritmética, si los aumentos o reducciones

(53)

en el volumen se encuentran en una progresión geométrica.

Cuando se comprime un litro de aire mantenido a la temperatura de 10 grados, y se lo reduce a $\frac{1}{2}$ litro, se libera una cierta cantidad de calor. Esta cantidad será siempre la misma si se reduce de nuevo el volumen de $\frac{1}{2}$ litro a $\frac{1}{4}$ de litro, de $\frac{1}{4}$ litro a $\frac{1}{8}$, y así sucesivamente.

Si, en lugar de comprimir el aire, se lo aumenta sucesivamente a 2 litros, 4 litros, 8 litros, etc., habrá que proporcionar las mismas cantidades de calor para mantener siempre la temperatura en el mismo grado.

Esto se hace fácilmente debido a la temperatura elevada a la que proviene del aire que sufre una compresión rápida. Sabemos que esta temperatura es suficiente para encender la yesca, e incluso porque el aire se vuelve luminoso. Si por un momento suponemos que el calor específico del aire es constante, a pesar de cambios en el volumen y la temperatura, la temperatura aumentará en progresión aritmética, por las reducciones de volumen en progresión geométrica. Sobre la base de estos datos y reconociendo que 1 grado de aumento de la temperatura corresponde a un $\frac{1}{116}$ de la compresión, se llega fácilmente a la conclusión de que el aire reducido a

(54)

$\frac{1}{14}$ de su volumen original debería aumentar a alrededor de 300 grados, lo que es suficiente para encender la yesca^(xxi).

^(xxi) Cuando el volumen se reduce en $\frac{1}{116}$ es decir, cuando se convierte en $\frac{115}{116}$ de lo que era al principio, la temperatura se eleva en 1 grado. Una reducción adicional de $\frac{1}{116}$, llevará al volumen a $(\frac{115}{116})^2$ y la temperatura debe elevarse a un nuevo nivel.

(55)

El aumento de temperatura debe obviamente ser aún mayor si la capacidad del aire para el calor se hace más pequeña a medida que disminuye de volumen; Esto es presumible, y que es incluso lo que parece ser el resultado de los experimentos de los Sres. Delaroche y Bérard sobre el calor específico del aire tomado a diferentes densidades. (Ver la memoria impresa en la revista *Annales de Chimie*, t. LXXXV, p. 72, 224.)

Los dos teoremas enunciados en las páginas 41 y 52 bastan para comparar las cantidades de calor absorbidos o liberados en las variaciones del volumen de los fluidos elásticos, cualesquiera sean las densidades y las naturalezas químicas de estos fluidos, siempre y cuando puedan tomarse y mantenerse a una temperatura invariable; pero estos teoremas no proporcionan ningún medio para comparar las cantidades de calor liberados o absorbidos por los fluidos elásticos que cambian su volumen a temperaturas diferentes. De modo que no sabemos qué relación existe entre el calor generado por un litro de aire reducido a la mitad, con su temperatura mantenida a cero, y el calor liberado por el mismo litro de aire reducido a su mitad con la temperatura mantenida 100 grados. El conocimiento de esta relación está ligado con el valor del

(56)

calor específico del gas a varias grados de temperatura y algunos otros datos que la física actual se niega a proporcionar.

El segundo de los teoremas nos da una manera de conocer la ley que da la variación de calor específico de los gases con su densidad.

Supongamos que las operaciones que se describen en la página 39, en vez de ejecutarse con dos cuerpos A y B, cuyas temperaturas se diferencian por una cantidad infinitamente pequeña, se ejecutan con dos cuerpos cuyas temperaturas difieren unas de otras en una cantidad finita, por ejemplo, en 1°. En un ciclo completo de operaciones, el cuerpo A proporciona al fluido elástico una cantidad de calor, que se podría separar en dos porciones; 1° la que es necesaria para mantener la temperatura

Después de x reducciones de este tipo, el volumen se convierte $(115/116)^x$ y la temperatura debe elevarse en x grados

.Si se supone $(115/116)^x = 1/14$ y tomamos logaritmos de ambos lados, encontramos $x = 300^\circ$.

Si fijamos $(115/116)^x = 1/2$ encontramos que $x = 80^\circ$

Esto muestra que el aire comprimido a la mitad se eleva a 80 grados. Todo esto está sujeto a la suposición de que el calor específico del aire no cambia aunque el volumen disminuya; pero si, de acuerdo con las razones que expondremos a continuación en las páginas 58 y 61, tomamos en cuenta que el calor específico del aire comprimido a la mitad se reduce en la proporción de 700 a 616, se deben multiplicar los 80 grados por $700 / 616$ que lleva el aumento de temperatura a 90 grados.

del fluido a un nivel constante durante la expansión; 2º la necesaria para llevar al fluido de la temperatura del cuerpo B a la temperatura del cuerpo A cuando, después de haber reducido el fluido a su volumen original, se pone de nuevo en contacto con el cuerpo A. Llamemos a la primera de estas cantidades y b a la segunda; el calórico total proporcionado por el cuerpo A se expresará por $a + b$.

El calórico transmitido por el fluido al cuerpo B también se puede dividir en dos partes: una, b' , debido al enfriamiento del gas por el cuerpo B; la otra, a' , que el gas libera por efecto de la

(57)

reducción de su volumen. La suma de estas dos últimas cantidades es $a' + b'$; que debe ser igual a $a + b$, porque después de un ciclo completo de operaciones, el gas es llevado de forma idéntica a su estado original. El gas tuvo que ceder todo el calórico que primero le había sido proporcionado. Por lo tanto,

$$a' + b' = a + b$$

o bien

$$a - a' = b' - b$$

Ahora, de acuerdo con el teorema enunciado en la página 52, las cantidades a y a' son independientes de la densidad del gas, ya que en ese caso, la cantidad ponderable sigue siendo la misma, y que los cambios de volumen son proporcionales a los volúmenes originales. La diferencia $a - a'$ debe cumplir con las mismas condiciones, y por lo tanto también la diferencia $b' - b$, que es igual a ella. Pero b' es el calórico absorbido necesario para elevar en 1 grado la temperatura de un gas encerrado en $abcd$ (fig. 2); b es el calórico liberado por el gas cuando, estando encerrado en $abef$, se enfría 1 grado; estas cantidades se pueden utilizar para medir los calores específicos. Por lo tanto, nos llevan a establecer la siguiente proposición:

El cambio que experimenta un gas en su calor específico como resultado de un cambio de volumen, depende sólo de la relación entre el volumen original y el volumen resultante de la variación. O sea que la diferencia de calor específico

(58)

no depende de la magnitud absoluta del volumen, sino sólo de su relación.

Esta propuesta puede formularse de otra forma, por ejemplo

Cuando un gas se expande en progresión geométrica, su calor específico aumenta en progresión aritmética:

Sea a el calor específico del aire tomado en una densidad dada, y $a + h$ el calor específico para una densidad igual a la mitad; para una densidad igual a un cuarto, será $a + 2h$; para una densidad igual a un octavo, $a + 3h$ y así sucesivamente.

Los calores específicos están relacionados así en peso. Se supone que ellos se toman a volumen constante; pero, como veremos, ellos seguirían la misma ley si se los toman a presión constante.

¿A qué causa se debe la diferencia entre los calores específicos tomadas a volumen constante y a presión constante? Al calórico necesario para producir, en el segundo caso, el aumento de volumen. Ahora, de acuerdo a la ley de Mariotte, el aumento de volumen del gas, para un cambio dado de la temperatura*, debe ser una fracción dada del volumen original, una fracción independiente de la presión. De acuerdo con el teorema indicado en la página 52, si se da la relación entre el volumen original

(59)

y el nuevo volumen, queda determinado el calor necesario para producir el incremento en el volumen. Ello depende únicamente en esta relación y de la cantidad ponderable de gas. Por lo tanto, debemos concluir que:

La diferencia entre el calor específico a presión constante y calor específico a volumen constante es siempre la misma, independientemente de la densidad del gas, a condición de que la cantidad ponderable siga siendo la misma.

Estos calores específicos aumentan a medida que la densidad del gas disminuye, pero su diferencia no varía.^(xxii)

(60)

* No es la ley de Mariotte (*N. del T.*)

^(xxii) Los Sres. Gay-Lussac y Welter encontraron, por experimentos directos citados en la *Mecanique celeste*, y en los *Annales de Chimie et de Physique*, julio de 1822, p. 267, que la relación entre el calor específico a presión constante y el calor específico a volumen constante varía muy poco con la densidad del gas. De lo que acabamos de ver es la diferencia la que debe permanecer constante y no la relación. Como, por otra parte, el calor específico de los gases para un peso dado, varía muy poco con la densidad, es natural que la relación no experimente más que cambios pequeños.

La relación entre el calor específico del aire atmosférico a presión constante y volumen constante es, de acuerdo con los Sres. Gay-Lussac y Welter, 1,3748, número más o menos constante para todas las presiones e incluso para todas las temperaturas. Hemos llegado, mediante otras consideraciones, al número $(267 + 116) / 267 = 1,44$ que difiere en $1/20$, y hemos utilizado ese número para hacer una tabla de calores específicos de gases a volumen constante. Así que no se debe considerar esta tabla, como muy exacta, ni tampoco a la Tabla dada en la página 61. Estas tablas están destinadas principalmente para poner de relieve las leyes que siguen los calores específicos de los fluidos aeriformes.

Dado que la diferencia entre las dos capacidades caloríficas es constante, si una crece en progresión aritmética, la otra debe seguir una progresión similar: como nuestra ley, esto es aplicable a los calores específicos tomados a presión constante.

Hemos asumido tácitamente que el calor específico aumenta con el volumen. Este aumento resulta de los experimentos de los Sres. Delaroche y Bérard: En efecto, estos físicos encontraron 0,967 para el calor específico del aire bajo la presión de 1 metro de mercurio (Ver la citada memoria), tomando como unidad el calor específico del mismo peso de aire bajo la presión de 0^m 760.

En virtud de la ley que siguen los calores específicos en relación con la presión, es suficiente haber observado dos casos particulares

(61)

para concluir que la ley rige en todos los casos posibles: por lo tanto, haciendo uso de los resultados de los experimentos de los Sres. Delaroche y Bérard, que hemos reportado, hemos recopilado la siguiente Tabla de calores específicos del aire a diferentes presiones.

Presión en atmósferas.	Calor específico del aire en relación a la Presión atmosférica = 1.	Presión en atmósferas	Calor específico del aire en relación a la Presión atmosférica = 1.
1/1024	1,840	1	1,000
1/512	1,756	2	0,916
1/256	1,672	4	0,832
1/128	1,588	8	0,748
1/64	1,504	16	0,664
1/32	1,420	32	0,580
1/16	1,336	64	0,496
1/8	1,252	128	0,412
1/4	1,165	256	0,328
1/2	1,084	512	0,244
1	1,000	1024	0,160

(62)

Como se puede observar, la primera columna sigue una progresión geométrica y la segunda una proporción aritmética.

Hemos extendido los valores de la Tabla hasta compresiones y dilataciones extremas. Se cree que el aire, antes de la adquisición de una densidad 1024 veces mayor que su densidad normal, es decir, antes de convertirse en un material más denso que el agua, habría licuado. Los calores específicos se anularían e incluso podrían llegar a ser negativos si se extiende la Tabla más allá del último término. Creemos, además, que las cifras de la segunda columna decrecerían en una progresión más rápida. Los experimentos que sirvieron de base para nuestros datos fueron hechos dentro

de límites demasiado estrechos para que se puede esperar una gran precisión en los números que hemos obtenido, sobre todo en los números extremos.

Por una parte, dado que conocemos la ley que sigue el calor que se genera por la compresión de los gases y por otra parte la ley que da la variación del calor específico con el volumen, nos será fácil calcular el aumento de temperatura de un gas que comprimimos sin que pierda calórico. En efecto, la compresión puede considerarse como descompuesta en dos operaciones sucesivas:

(63)

1° compresión a temperatura constante, 2°, restitución del calórico liberado. Por esta segunda operación la temperatura se elevará en razón inversa del calor específico adquirido por el gas luego de la reducción de su volumen, calor específico que sabemos calcular por medio de la ley demostrada más arriba. De acuerdo con el teorema de la página 52, el calor liberado por la compresión estará representado por una expresión de la forma

$$s = A + B \log v,$$

s es dicho calor, v es el volumen del gas después de la compresión, A y B son constantes arbitrarias que dependen del volumen inicial del gas, de su presión y de las unidades elegidas.

La variación del calor específico con el volumen, de acuerdo con la ley demostrada anteriormente, debe estar representada por una expresión de la forma

$$z = A' + B' \log v$$

donde A' y B' son constantes arbitrarias distintas de A y B .

El aumento de temperatura sufrido por el gas por efecto de la compresión, es proporcional a la relación s/z o a la relación

$$\frac{A + B \log v}{A' + B' \log v}$$

Esa relación también puede ser representada por t

$$t = \frac{A + B \log v}{A' + B' \log v}$$

(64)

Si el volumen inicial del gas es 1 y la temperatura inicial es 0 °C, tendremos $t = 0$, $\log v = 0$, de donde $A = 0$; t expresará no solamente el incremento de temperatura sino también la temperatura misma cuando la temperatura está por encima del cero termométrico.

No debemos considerar la fórmula que acabamos de dar como aplicable a grandes cambios en el volumen de gas. Hemos considerado al aumento de la temperatura como inversamente proporcional al calor específico; lo que supone implícitamente que el calor específico es constante a todas las temperaturas. Grandes cambios de volumen entrañan en el gas grandes cambios de temperatura, y nada nos prueba la constancia del calor específico a diversos niveles, especialmente en grados muy distantes unos de otros. Esta constancia es sólo una hipótesis, admitida en los gases por analogía, algo comprobado para sólidos y líquidos en un cierto intervalo de la escala de temperaturas, pero los experimentos de los Sres. Dulong y Petit nos hicieron ver que es incorrecta cuando se la quiere extender a intervalos de temperaturas superiores a 100 grados^(xxiii).

(65)

De acuerdo con una ley debida a los Sres. Clément y Desormes,

(66)

ley establecida por experiencia directa, el vapor de agua a cualquier presión que se haya formado, siempre contiene a igualdad de peso, la misma cantidad de calor, lo que significa que el vapor comprimido o expandido mecánicamente sin pérdida de calor será siempre constituido saturando el espacio, si originalmente estaba así constituido. El vapor de agua así formado puede ser considerado como un gas permanente; él debe observar todas las leyes. Por lo tanto la fórmula

^(xxiii) No vemos ninguna razón para aceptar *a priori* la constancia del calor específico de los cuerpos a diferentes temperaturas, es decir, admitir que iguales cantidades de calor producirán incrementos iguales en el nivel termométrico de un cuerpo cuando ese cuerpo no cambia el estado o la densidad; lo que ocurriría, por ejemplo, con un fluido elástico encerrado en una capacidad inextensible. Los experimentos directos sobre los sólidos y líquidos habían demostrado que, entre cero y 100 grados, para incrementos iguales de las cantidades de calor se incrementan en cantidades casi iguales los grados de temperatura; pero los recientes experimentos de los Sres. Dulong y Petit (Ver *Annales de Chimie et de Physique*, febrero, marzo y abril de 1818) han demostrado que esta correspondencia no se mantiene a lo largo de intervalos de temperaturas superiores a 100 grados, sea que estas temperaturas se midan con el termómetro de mercurio, o que se midan con el termómetro de aire.

No sólo los calores específicos no siguen siendo los mismos a diferentes temperaturas, sino que, además, no conservan entre ellos las mismas relaciones; de modo que ninguna escala de temperaturas podría demostrar la constancia de todos los calores específicos a la vez. Hubiera sido interesante ver si las mismas irregularidades subsisten para las sustancias gaseosas; pero en los experimentos presentados sobre ellas las dificultades son casi insuperables.

Nos parece que las irregularidades de los calores específicos de los sólidos podrían atribuirse al calor latente que se utiliza para producir un comienzo de fusión, un ablandamiento que se siente en la mayor parte de estos cuerpos, mucho antes de la fusión completa. Podemos apoyar esta opinión de la observación siguiente: de acuerdo con los mismos experimentos de los Sres. Dulong y Petit, el aumento de calor específico con la temperatura es más rápido en los sólidos que en los líquidos, a pesar de que estos últimos gozan de mayor capacidad de expansión. La causa de irregularidades que acabamos de mencionar, si es real, podría desaparecer por completo en los gases.

$$t = \frac{A + B \log v}{A' + B' \log v}$$

debe ser aplicable y estar en concordancia con la tabla de las tensiones resultante de las experiencias directas del Sr. Dalton.

Efectivamente, podemos asegurar que nuestra fórmula, expresada mediante una determinación adecuada de las constantes arbitrarias, representa de una manera muy aproximada los resultados de la experiencia.

(67)

Las pequeñas anomalías que se pueden encontrar allí, no exceden a las que deben atribuirse razonablemente a los errores de observación^(xxiv)

(68)

^(xxiv) Para determinar las constantes arbitrarias, A , B , A' , B' , de acuerdo con los resultados seleccionados de la tabla del Sr. Dalton, se debe calcular primero el volumen de vapor según su presión y temperatura, lo que es muy fácil usando las leyes de Mariotte y del Sr. Gay-Lussac, la cantidad ponderable de vapor debe estar fijada.

El volumen estará dado por la ecuación $v = c \frac{267 + t}{p}$ en la cual v es el volumen, t la temperatura, p la presión y c

una cantidad constante que depende del peso del vapor y de las unidades de medida elegidas.

He aquí la Tabla de volúmenes ocupados por un gramo de vapor formado a diversas temperaturas y, por consiguiente a diversas presiones.

t en grados centígrados.	p presión de vapor expresada en milímetros de mercurio.	v volumen de un gramo de vapor expresado en litros.
0	5,060	185,0
20	17,32	58,2
40	53,00	20,4
60	144,6	7,96
80	352,1	3,47
100	760,0	1,70

Las dos primeras columnas de esta Tabla se han tomado del *Traité de Physique* del Sr. Biot (Vol. 1 páginas 272 y 531) La tercer columna se ha calculado mediante la fórmula de más arriba y del resultado de la experiencia del agua vaporizada bajo la presión atmosférica cuando ocupa un espacio 1700 veces mayor que al estado líquido.

Al hacer uso de tres números de la primera columna y de los números correspondientes en la tercera columna, determinamos fácilmente las constantes de la ecuación

$$t = \frac{A + B \log v}{A' + B' \log v}$$

que expresa de una manera muy aproximada la relación que existe entre el volumen del vapor y su temperatura.

Remarcamos aquí que la cantidad B' es positiva y muy pequeña, lo que tiende a confirmar la proposición de que el calor específico de un fluido elástico crece con el volumen, pero sigue una progresión lenta.

Volvemos aquí a nuestro tema principal, del cual nos hemos apartado bastante: la potencia motriz del calor.

Hemos demostrado que la cantidad de potencia motriz

(69)

generada por el transporte de calor desde un cuerpo a otro es principalmente dependiente de las temperaturas de los dos cuerpos, pero no hemos hecho conocer la relación entre estas temperaturas y la cantidad de potencia motriz producida. A primera vista, parece muy natural suponer que, para diferencias iguales de temperatura, las cantidades de potencia motriz producidas son iguales, es decir, por ejemplo, el pasaje de una cantidad dada de calórico de un cuerpo A mantenido a 100 grados a un cuerpo B mantenido a 50 grados debería generar a una cantidad de potencia motriz igual a la que se desarrollaría por el transporte del mismo calórico de un cuerpo B mantenido a 50 grados a un cuerpo C mantenido a cero grados. Una ley de este tipo, probablemente sería muy notable, pero no vemos motivos suficientes para admitirla *a priori*. Vamos a discutir su realidad a través de razonamientos rigurosos.

Imagínemos que las operaciones descritas en la página 40 se ejecutan sucesivamente en dos cantidades de aire atmosférico iguales en peso y volumen, pero tomadas a diferentes temperaturas; más aún, supongamos que las diferencias de temperaturas entre estos cuerpos A y B son iguales: por ejemplo que ambos cuerpos tienen,

(70)

en un caso, 100° y $100^\circ - h$ (h es infinitesimal) y, en el otro, 1° y $1^\circ - h$. La cantidad de potencia motriz generada es, en cada caso, la diferencia entre la que se proporciona al gas para su expansión y la que se necesita para volverlo a su volumen original. Esta diferencia es aquí, — como puede ser comprobada por un simple razonamiento que no creemos que sea necesario dar los detalles, — la misma en ambos casos: y así la potencia motriz producida es la misma.

Ahora comparemos las cantidades de calor empleadas en ambos casos. En el primero, la cantidad utilizada de calor es la que proporciona el cuerpo A al aire para mantener la temperatura en 100 grados durante la expansión; la segunda es la cantidad de calor que el cuerpo debe proporcionar para mantener su temperatura en 1 grado durante un cambio de volumen absolutamente similar. Si estas dos cantidades de calor fueran iguales, resultaría válida, evidentemente, la ley que acabamos de suponer. Sin embargo, no hay evidencia de que esto sea así; vamos a ver que incluso estas cantidades de calor son desiguales.

El aire, que suponemos que antes ocupaba

(71)

el espacio $abcd$ (fig.2) y que se encuentra a la temperatura de 1° , puede ser llevado a ocupar el espacio $abef$ y adquirir la temperatura de 100 grados de dos maneras diferentes:

1° Se lo puede calentar primero sin variar su volumen, luego dilatarlo manteniendo de su temperatura en 1 grado constante;

2° Se puede comenzar por dilatarlo manteniendo su temperatura constante y después calentarla hasta que adquiera su nuevo volumen.

Sean a y b las cantidades de calor empleadas sucesivamente en la primera de esas operaciones, y sean b' y a' las cantidades de calor utilizadas sucesivamente en la segunda operación; como el resultado final de estas dos operaciones es el mismo, la cantidad de calor utilizado tanto en una como en la otra debe ser igual, por lo tanto,

$$a + b = a' + b',$$

de donde

$$a' - a = b - b'.$$

a' es la cantidad de calor necesaria para hacer pasar al gas de 1 a 100 grados, cuando ocupa el espacio $abef$.

a es la cantidad de calor necesaria para hacer pasar al gas de 1 a 100 grados cuando ocupa el espacio $abcd$

La densidad del aire es menor en el primer caso

(72)

que en el segundo y, de acuerdo con las experiencias de los Sres. Delaroche y Bérard, citadas en la página 60, su capacidad por el calor debe ser un poco mayor.

Se encuentra que la cantidad a' es mayor que la cantidad a y que b debe ser mayor que b' . En consecuencia, y generalizando la proposición, diremos:

La cantidad de calor intercambiada debido a los cambios en el volumen de un gas es considerablemente mayor cuando la temperatura es más alta.

Así, por ejemplo, se necesita más calórico para mantener a 100 grados la temperatura de una cierta cantidad de aire que duplica su volumen, que para mantener a 1 grado de temperatura la misma masa de aire para una expansión absolutamente del doble.

Sin embargo, estas cantidades desiguales de calor producirán, como hemos visto, la misma cantidad de potencia motriz para caídas iguales de calórico, tomadas a diferentes alturas en la escala termométrica; de lo que podemos sacar la siguiente conclusión:

La caída de calórico produce más potencia motriz en los intervalos más bajos de temperatura que en los intervalos más altos.

Así, una cantidad dada de calor

(73)

desarrollará más potencia motriz al pasar de un cuerpo mantenido a 1 grado a otro que se mantiene a cero, que si estos cuerpos estuvieran a 101 y 100 grados.

Además, la diferencia debe ser muy pequeña; ella sería nula si la capacidad del aire para el calor se mantuviera constante a pesar de cambios en la densidad. De los experimentos de los Sres. Delaroché y Bérard, esta capacidad varía poco, por lo que algunos incluso sostienen que las diferencias podrían atribuirse a errores de observación o a algunas circunstancias que los autores deberían haber tenido en cuenta.

Pero no estamos en condiciones de determinar con exactitud, con los únicos datos experimentales que tenemos, la ley que da la variación la potencia motriz del calor con los diferentes grados de la escala de temperatura. Esta ley está relacionada con las variaciones en el calor específico del gas a diferentes temperaturas, ley que la experiencia no ha dado a conocer con suficiente precisión^(xxiv).

^(xxiv) Si uno admite la constancia del calor específico de un gas con la temperatura a volumen constante, el análisis podría conducir a una relación entre la potencia motriz y la escala termométrica. Vamos a ver de qué manera; esto nos dará la oportunidad de mostrar también cómo algunas de las propuestas expuestas anteriormente se pueden enunciar en lenguaje algebraico.

Sea r la cantidad de potencia motriz generada por la expansión de una cantidad dada de aire al pasar de un volumen de 1 litro a un volumen de v litros bajo condiciones de temperatura constante. Si v aumenta una cantidad infinitamente pequeña dv , r aumentará la cantidad dr , que de acuerdo con la naturaleza de la potencia motriz es igual al aumento de volumen dv multiplicado por la fuerza expansiva que tiene el fluido elástico; sea p esta fuerza expansiva, tendremos la ecuación

$$(1) \quad dr = p \, dv$$

Supongamos que la temperatura constante bajo la cual se produce la expansión es igual a t grados centígrados. Si llamamos q a la fuerza elástica del aire que ocupa el volumen de 1 litro a la misma temperatura t , tendremos, de acuerdo con la ley de Mariotte,

$$\frac{v}{1} = \frac{q}{p} \quad \text{de donde} \quad p = \frac{q}{v}.$$

Si llamamos P a la fuerza elástica de ese aire, ocupando siempre el volumen de 1 L, a la temperatura *cero* tendremos, según la regla del Sr. Gay-Lussac,

$$q = P + P \frac{t}{267} = \frac{P}{267} (267 + t)$$

de donde

$$\frac{q}{v} = p = \frac{P}{267} \frac{(267+t)}{v}$$

Si, para abreviar, llamamos N , a la cantidad $P/267$, la ecuación se convierte en

$$p = N \frac{(267+t)}{v}$$

de donde obtenemos, según la ecuación (1)

$$dr = N \frac{(267+t)}{v} dv$$

Considerando a t como constante y tomando integrales en ambos miembros. Obtenemos

$$r = N(267+t) \log v + C$$

Si suponemos que $r = 0$ cuando $v = 1$, tendremos que $C = 0$ y $r = N(267+t) \log v$ (2)

Si, en vez de operar a la temperatura t , operásemos de una manera completamente similar a la temperatura $t + dt$, la potencia a desarrollar sería $r + \delta r = N(267+t+dt) \log v$

Restando la ecuación (2) obtenemos $\delta r = N \log v dt$ (3)

Sea e la cantidad de calor utilizada para mantener la temperatura del gas a un nivel constante durante la expansión; de acuerdo con el razonamiento de la página 40 δr será la energía generada por la caída de una cantidad de calor de la temperatura $t + dt$ a la temperatura t . Si llamamos u la potencia motriz generada por la caída de una unidad de calor desde la temperatura t hasta 0 grados, de acuerdo con el principio general establecido en la página 38, esta cantidad debe depender solamente de t , que se puede representar por una función ft , por lo tanto, $u = ft$.

Cada vez que t aumenta y se torna en $t + dt$, u se transforma en $u + du$, de donde

$$u + du = F(t+dt)$$

Restando la ecuación precedente, se obtiene

$$du = F(t+dt) - Ft = F' dt$$

Que es, evidentemente, la cantidad de potencia motriz producida por la caída de una unidad de calor du de la temperatura $t + dt$ a la temperatura t .

Si la cantidad de calor, en lugar de ser una unidad fuera e , su potencia motriz producida tendrá por valor

$$edu = eF' dt \quad (4)$$

Pero edu es la misma cosa que δr , ambas son la potencia desarrollada por la caída de una cantidad de calor e de la temperatura $t + dt$ a la temperatura t , en consecuencia

$$edu = \delta r$$

y, debido a las ecuaciones (3) y (4)

$$eF'tdt = N \log v dt$$

o, dividiendo por $F'tdt$

$$e = \frac{N}{F't} \log v = T \log v$$

Llamando T la fracción $N/F't$ que es función solamente de t , la ecuación $e = T \log v$ es la expresión analítica de la ley enunciada en la página 52; ella es común a todos los gases porque las leyes que hemos usado son comunes a todos los gases.

Si llamamos s a la cantidad de calor necesaria para llevar el aire sobre el cual hemos operado, del volumen 1 y de la temperatura cero a un volumen v y a una temperatura t , la diferencia entre s y e será la cantidad de calor necesaria para llevar el aire de un volumen 1 desde una temperatura cero a una temperatura t . Esta cantidad depende solamente de t ; llamémosla U ella será una cierta función de t y tendremos $s = e + U = T \log v + U$

Si derivamos esta ecuación solamente respecto de t y representamos mediante T' y U' los coeficientes diferenciales de T y U , obtenemos

$$\frac{ds}{dt} = T' \log v + U' \quad (5)$$

ds/dt no es otra cosa que el calor específico del gas a volumen constante y nuestra ecuación (1) es la expresión analítica de la ley enunciada en la página 58.

Si suponemos que el calor específico es constante a todas las temperaturas (hipótesis discutida en la página 64) la cantidad ds/dt será independiente de t ; por lo que tendremos que $T' = C$, una cantidad constante. Multiplicando T' y U' por dt e integrando, encontramos

$$T = Ct + C_1;$$

Pero como $t = N/F't$, encontramos

$$F't = \frac{N}{T} = \frac{N}{Ct + C_1}$$

Multiplicando ambos miembros por dt e integrando, se vuelve

$$Ft = \frac{N}{C} \log(Ct + C_1) + C_2$$

O cambiando las constantes arbitrarias y remarcando que F' es nula cuando $t = 0$

$$Ft = A \log \left(1 + \frac{T}{B} \right) \quad (6)$$

La naturaleza de la función Ft quedará así determinada y a partir de ella se podrá evaluar la potencia motriz desarrollada por una caída cualquiera de calor. Pero esta última conclusión está fundada sobre la hipótesis de la constancia del calor específico a volumen constante de un gas, hipótesis que la experiencia no ha verificado, hasta ahora, con exactitud. Hasta una nueva evidencia, la ecuación (6) sólo se puede admitir para intervalos moderados de la escala de temperaturas.

Como habíamos remarcado, en la ecuación (5), el primer miembro representa el calor específico del aire que ocupa un volumen v . La experiencia ha mostrado que ese calor varía muy poco, a menos que haya cambios considerable de

(74)

Ahora, vamos a tratar de evaluar de manera absoluta la potencia motriz del calor, y poner a prueba nuestra proposición fundamental,

(75)

para ver si el agente utilizado para realizar la potencia motriz es realmente indiferente

(76)

respecto a la cantidad de esta potencia. Vamos a elegir sucesivamente:

(77)

el aire atmosférico, el vapor de agua y el vapor de alcohol.

(78)

Supongamos que se primero utilizamos el aire atmosférico:

(79)

volumen. Esto hace que el coeficiente T' sea una cantidad muy pequeña. Si la suponemos nula, y después de haber multiplicado la ecuación por dt .

$$T' = 0$$

o, al integrar, encontramos

$$T = C, \text{ una cantidad constante.}$$

Pero

$$T = \frac{N}{F't}$$

de donde

$$F't = \frac{N}{T} = \frac{N}{C} = A$$

y, haciendo una segunda integración

$$F't = At + B$$

Como $F'tk = 0$ cuando $t = 0$, B es nula y

$$F't = At;$$

Es decir, que la potencia motriz producida es exactamente proporcional a la caída de calórico. Esta es la traducción analítica de lo que habíamos dicho en la página 70.

la operación se conducirá de acuerdo con el procedimiento indicado en la página 39. Haremos las siguientes hipótesis:

El aire se encuentra bajo la presión atmosférica; la temperatura del cuerpo A es 1/1000 grados por encima de cero, la del cuerpo B es cero.

Como se ve, la diferencia es muy pequeña, circunstancia necesaria aquí.

En nuestra operación, el aumento de volumen provocado al aire será $1/116 + 1/267$ del volumen original, este es un aumento muy pequeño, hablando en términos absolutos, pero relativamente grande respecto de las diferencias de temperaturas entre los cuerpos A y B.

La potencia motriz generada por el conjunto de las dos operaciones descritas en la página 39 será casi proporcional al incremento en el volumen y a la diferencia entre las dos presiones ejercidas por el aire, cuando está a las temperatura $0^{\circ},001$ y cero.

(80)

De acuerdo con la regla del Sr. Gay-Lussac, esta diferencia es la $1/267000$ parte de la fuerza elástica del gas, o casi $1/267000$ de la presión atmosférica.

La presión atmosférica alcanza el equilibrio con el agua a 10 metros, $40/100$ de altura; $1/267000$ de esta presión es equivalente a $(1/267000) \times 10$ m, 40 de altura del agua.

En cuanto al aumento del volumen es, por supuesto, $1/116 + 1/267$ del volumen original ocupado por 1 kilogramo de aire a cero grados; volumen igual a $0^{mc}77$, dado el peso específico del aire; y por lo tanto, el producto

$$\left(\frac{1}{116} + \frac{1}{267} \right) 0,77 \frac{1}{267000} 10,40$$

expresará la potencia motriz desarrollada. Esta potencia es expresada aquí en metros cúbicos de agua elevados a una altura de 1 metro.

Si efectuamos las operaciones correspondientes encontramos que el valor del producto es 0,000000372.

Tratemos ahora de evaluar la cantidad de calor utilizada para dar a este resultado, es decir, la cantidad de calor que pasó del cuerpo A al cuerpo B.

El cuerpo A proporciona:

1°, El calor necesario

(81)

para elevar la temperatura de 1 kilogramo de aire de 0° a $0^\circ, 001$;

2. La cantidad necesaria para mantener la temperatura del aire en $0^\circ, 001$ cuando se produce una expansión de

$$\frac{1}{116} + \frac{1}{267}$$

La primera de esas cantidades de calor es muy pequeña en relación a la segunda y la despreciamos. La segunda es, de acuerdo con el razonamiento de la página 44, igual a la que sería necesaria para aumentar en 1° la temperatura de 1 kilogramo de aire a la presión atmosférica.

De acuerdo con las experiencias de los Sres. Delaroche y Bérard sobre los calores específicos de los gases, el del aire, a pesos iguales, es 0,267 del correspondiente al agua. Así que si tomamos por unidad de calor la cantidad necesaria para elevar en 1 grado 1 kilogramo de agua, la que se requiere para elevar en 1 grado 1 kilogramo de aire valdrá 0,267. Por lo tanto, la cantidad de calor suministrado por el cuerpo A es

$$0,267 \text{ unidades}$$

Este es el calor capaz de producir 0,000000372 unidades de potencia motriz por su caída de $0,001^\circ$ a 0° .

Para una caída mil veces mayor,

(82)

es decir, para una caída de 1 grado, la potencia motriz sería muy parecida a la primera o

$$0,000372$$

Si, en vez de 0,267 unidades de calor, empleamos 1000 unidades, la potencia motriz producida estará dada por la proporción

$$\frac{0,267}{0,000372} = \frac{1000}{x} \text{ de donde } x = \frac{372}{267} = 1,395 \text{ unidades}$$

De modo que 1000 unidades de calor al pasar de un cuerpo mantenido a la temperatura de 1 grado, a otro mantenido a la temperatura de 0° , al actuar sobre el aire producirán

$$1,395 \text{ unidades de potencia motriz.}$$

Vamos a comparar este resultado con el que suministra la acción del calor sobre el vapor de agua.

Supongamos que tenemos 1 kilogramo de agua líquida encerrada en una capacidad cilíndrica *abcd* (figura 4) entre el fondo *ab* y el piston *cd*; supongamos también la existencia de dos cuerpos A

y B, mantenidos cada uno a temperatura constante siendo la de A más elevada que la de B en una cantidad muy pequeña. Figurémonos que efectuamos las operaciones siguientes:

1º: Contacto del agua con el cuerpo A,

(83)

pasaje del pistón de la posición *cd* a la posición *ef*, formación de vapor a la temperatura del cuerpo A para llenar el vacío que dio lugar a la expansión de la capacidad: supondremos que la capacidad *abef* es tan grande que podría contener toda el agua al estado de vapor;

2º: Separación del cuerpo B, nuevo contacto del agua con el cuerpo A, el agua retoma la temperatura del cuerpo A, la repetición del primer período, y así sucesivamente.

La cantidad de potencia motriz desarrollada al cabo de un ciclo completo de operaciones, viene medida por el producto del volumen del vapor multiplicado por la diferencia de las presiones que ella ejerce a la temperatura del cuerpo A y a la temperatura del cuerpo B.

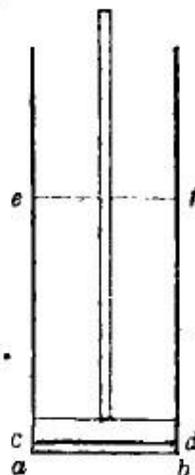
En cuanto al calor empleado, es decir, transportado del cuerpo A al cuerpo B es, evidentemente, aquel que es necesario para transformar el agua en vapor, despreciando siempre la pequeña cantidad necesaria para volver a llevar al agua líquida de la temperatura del cuerpo B a la temperatura del cuerpo A.

(84)

Supongamos que la temperatura del cuerpo A sea 100º y la del cuerpo B, 99º. De acuerdo con la Tabla del Sr. Dalton, la diferencia de presiones será de 2,6 milímetros de mercurio o 0^m,36 de altura de agua.

El volumen ocupado por el vapor es 1700 veces el volumen de agua. Si operamos con 1 kilogramo, ese volumen será 1700 litros o 1^{mc},700.

Fig. 4.



De modo que la potencia motriz desarrollada, tiene por valor el producto

$$1,700 \times 0,36 = 0,611 \text{ unidades.}$$

de la especie que hemos utilizado precedentemente.

La cantidad de calor empleado, es la cantidad necesaria para transformar en vapor el agua llevada a 100°. Esta cantidad está dada por la experiencia: la encontramos igual a 5,50 grados o, por decirlo más exactamente, a 550 de nuestras unidades de calor.

De este modo, 0,611 unidades de potencia motriz resultan del empleo de 550 unidades de calor.

La cantidad de potencia motriz resultante de 1000 unidades de calor, estará dada por la proporción

$$\frac{550}{0,611} = \frac{100}{x} \quad \text{de donde} \quad x = \frac{611}{550} = 1,112$$

(85)

De aquí encontramos que 1000 unidades de calor transportados de un cuerpo mantenido a 100° a otro cuerpo mantenido a 99°, producirán, al actuar sobre el vapor de agua, 1,112 unidades de potencia motriz.

El número 1.112 difiere en aproximadamente $\frac{1}{4}$ del número 1395, que encontramos previamente para el valor de la potencia motriz desarrollada por 1000 unidades de calor al actuar sobre el aire; pero debe tenerse en cuenta que en este caso las temperaturas de los cuerpos A y B eran 1 grado y cero, mientras que aquí son de 100 grados y 99 grados. La diferencia es la misma; pero ella no se encuentra en el mismo nivel de la escala de temperaturas. Para hacer una comparación exacta, habría sido necesario evaluar la potencia motriz desarrollado por el vapor formado a 1° y condensado a 0°. También habría sido necesario conocer la cantidad de calor contenido en el vapor de agua formado a 1°.

La ley debida a los Sres. Clément y Desormes, e informada aquí en la página 66, nos proporciona estos datos. El calor que constituye el vapor de agua, es siempre el mismo, a cualquier temperatura a la que la vaporización ocurra, si se requieren 550 grados de calor para vaporizar el agua ya llevada a 100°, se necesitarán 550 + 100 unidades de calor para vaporizar el mismo peso de agua tomada a cero grado.

(86)

Al hacer uso de este hecho y del razonando tal como lo hicimos para el agua a 100 grados, encontramos que es fácil asegurar el valor

para la potencia motriz desarrollada por 1000 unidades de calor que actúan sobre el vapor de agua entre 1° y 0°.

Este número se aproxima más que el primero a

1,395

y no difiere más que en 1/13, error que no está más allá de los límites aceptables, dado la gran cantidad de datos de diversos tipos que nos hemos visto obligados a utilizar para llegar a esta aproximación.

Así se encuentra verificada, en un caso particular, nuestra ley fundamental ^(xxvi)

Examinaremos otro caso, en que se hace actuar el calor sobre el vapor de alcohol.

Los razonamientos son absolutamente los mismos que para el vapor de agua.

(87)

Los únicos cambios son:

El alcohol puro, hierve, bajo la presión ordinaria, a 78°,7 centígrados.

Según los Sres. Delaroche y Bérard, 1 kilogramo absorbe 207 unidades de calor para transformarse en vapor a la misma temperatura. La presión de vapor del alcohol a 1 grado por debajo de su punto de ebullición se encuentra disminuida en 1/25; ella es 1/25 menor que la presión atmosférica [este valor es menor que el que resulta de los experimentos de Sr. Bétancour informado en la segunda parte de *L'Architecture hydraulique* del Sr. Prony, p.180, 195.]^(xxvii)

^(xxvi) En *Annales de Chimie et de Physique*, julio 1818, p. 294, encontramos, en una memoria del Sr. Petit, una evaluación de la potencia motriz del calor aplicada al aire y al vapor de agua. Esta evaluación nos llevaría a atribuir al aire atmosférico una gran ventaja, pero ella se debe a un método incompleto de considerar la acción del calor.

^(xxvii) El Sr. Dalton había creído que los vapores de diversos líquidos cuando se encuentran a intervalos termométricos iguales de sus puntos de ebullición tienen presiones de vapor iguales, pero esto no es rigurosamente exacto, sino aproximado. Esto es similar a la ley de proporcionalidad de los calores latentes de los vapores con sus densidades (Ver la Memoria del Sr. C. Despretz, *Annales des Chimie et de Physique* t. XVI, p. 105, y t. XXIV, p. 323). Las cuestiones de este tipo se vinculan estrechamente con las de la potencia motriz del calor. Recientemente, los Sres. H. Davy y M. Faraday después de realizar importantes experimentos sobre la licuación de gases por efecto de presiones considerables han buscado establecer los cambios de las presiones de esos gases licuados debidos a ligeras variaciones de temperatura. Ellos tuvieron en vista las posibles aplicaciones de esos nuevos líquidos para la producción de potencia motriz (Ver *Annales des Chimie et de Physique* enero de 1824, p.80). De acuerdo con la teoría expuesta más arriba, podemos prever que el empleo de esos líquidos no presentarían ventajas relativas a la economía del calor. Las ventajas que se podrían

(88)

Si hacemos uso de esos datos, encontramos que actuando sobre 1 kilogramo de alcohol a las temperaturas de $78^{\circ},7$ y $77^{\circ},7$ la potencia motriz desarrollada sería de 0,254 unidades.

Ella resulta del empleo de 207 unidades de calor. Para 1000 unidades, hay que establecer la proporción

$$\frac{207}{0,254} = \frac{1000}{x} \text{ de donde } x = 1,230$$

Este número es un poco mayor que 1,112 resultante del empleo del vapor de agua a las temperaturas 100° y 99° ; pero si suponemos que el vapor de agua se emplea a las temperaturas 78° y 77° , haciendo uso de la ley de los Sres. Clément y Desormes, encontramos que la potencia para 1000 unidades de calor es 1,212. Como vemos, este último número es muy próximo a 1,230, no difiere más que en $1/50$.

(89)

Hubiésemos querido poder hacer otras comparaciones de este tipo, por ejemplo, calcular la potencia motriz desarrollada en los sólidos y otros líquidos, por la congelación del agua, etc.; pero la Física actual nos niega los datos necesarios^(xxix). La ley fundamental que teníamos en vista confirmar, nos parece exigir, para ser tenida fuera de toda duda, nuevas verificaciones. Ella está basada sobre la teoría del calor como se la concibe hoy en día y debemos admitir que esa base no nos parece de una solidez inquebrantable. Solamente las nuevas experiencias podrán decidir sobre la cuestión. Mientras tanto, nos ocuparemos de aplicar las ideas teóricas antes expuestas y las consideraremos como exactas y al examen de los diversos medios propuestos al presente para establecer la potencia motriz del calor.

Alguna vez se ha propuesto desarrollar la potencia motriz por acción del calor sobre cuerpos sólidos.

(90)

El procedimiento que resulta más natural a la mente es el de fijar invariablemente un cuerpo sólido, — por ejemplo, una barra de metal, — por uno de sus extremos y unir el otro extremo a una parte móvil de una máquina; entonces, por calentamientos y enfriamientos sucesivos, hacer variar la longitud de la barra y de producir así algunos movimientos. Tratemos de juzgar si esta manera de

obtener serían sólo debidas a las bajas temperaturas a las que sería posible actuar con las fuentes o, por alguna razón, la posibilidad de aprovechar mejor el calórico.

^(xxix) Los datos que nos faltan son las fuerzas expansivas que adquieren los sólidos y los líquidos por incrementos de temperatura y las cantidades de calor absorbidos o liberados durante los cambios de volumen de los cuerpos.

desarrollar la potencia motriz puede ser ventajosa. Hemos hecho ver que la característica que da el mejor empleo del calor para la producción de movimiento radica en que todos los cambios de temperatura que experimenta el cuerpo fuesen debidos únicamente a los cambios de volumen. Cuanto más nos aproximemos al cumplimiento de esta condición, será mejor la utilización del calor. Pero, una operación del tipo que acabamos de describir, está muy lejos de cumplir la condición de que todo cambio de temperatura sea debido a cambios de volumen: todos los cambios de temperatura se deben al contacto de cuerpos calentados diferentemente que están en contacto con la barra metálica, ya sean los cuerpos encargados de suministrar el calor o ya sean los cuerpos encargados de quitárselo.

La única manera de cumplir con la condición prescripta

(91)

sería actuar sobre el cuerpo sólido de la manera como hicimos con el aire en las operaciones descritas en la página 33; pero esto requeriría poder producir solamente cambios de volumen de cuerpos sólidos mediante cambios considerables de temperatura, si al menos queremos utilizar caídas considerables de calórico, lo que parece impracticable. En efecto, muchas consideraciones llevan a pensar que los cambios operados en la temperatura de los cuerpos sólidos o líquidos debidos a la compresión y expansión serán muy tenues.

1°. A menudo, observamos en las máquinas (particularmente en las máquinas térmicas) que las piezas sólidas soportan esfuerzos muy considerables, tanto en un sentido como en otro y, aunque esos esfuerzos son a veces muy grandes, permiten que la naturaleza de las sustancias actuantes sufran variaciones de temperatura poco sensibles.

2°. En la acción de estampar las medallas, en las de laminar y de extruir los metales, estos se someten a la compresión más grande que nuestros medios nos permiten hacerles, empleando las herramientas más duras y resistentes que disponemos. Sin embargo, a pesar de que la elevación de la temperatura no es considerable; si las piezas que se quisieran usar para estas operaciones fueran de acero,

(92)

pronto se destempearían.

3°. Sabemos que se requieren grandes presiones para producir en un sólido y en un líquido reducciones de volumen comparables con las que se pueden producir mediante su enfriamiento (por ejemplo mediante un enfriamiento de 100° a 0°). El enfriamiento requiere una liberación de calórico mucho más grande que el que requiere una simple reducción de volumen. Si esta reducción fuera producida por un medio mecánico, el calor liberado no podría variar la temperatura del cuerpo tantos grados como liberaría por enfriamiento. Esa reducción, necesariamente, requeriría el empleo de una fuerza muy considerable.

Dado que los cuerpos sólidos son poco susceptibles de cambiar su temperatura por los cambios de volumen y puesto que la condición de mejor empleo del calor para el desarrollo de la potencia motriz es, precisamente, que todo cambio de temperatura sea debido a un cambio de volumen, los cuerpos sólidos parecen poco apropiados para realizar esa potencia.

Los cuerpos líquidos se encuentran

(93)

absolutamente en el mismo caso, por lo que pueden darse las mismas razones para rechazar su empleo.^(xxx)

No estamos hablando aquí de las dificultades prácticas que son innumerables. Los movimientos producidos por la dilatación y la compresión de los cuerpos sólidos y líquidos sólo pueden ser pequeños, pues para darles extensión nos veríamos forzados a hacer uso de mecanismos complicados a la vez que deberían emplearse materiales de gran resistencia para soportar presiones enormes. Finalmente, las operaciones sucesivas se deberán ejecutar muy lentamente en comparación con las de las máquinas térmicas ordinarias, de modo que se requerirán aparatos de grandes dimensiones y de un precio considerable que producirán efectos sólo mediocres.

Los fluidos elásticos, gases o vapores, son los instrumentos verdaderamente apropiados para el desarrollo de la potencia motriz del calor; ellos reúnen todas las condiciones necesarias para cumplir bien su empleo: ellos son fáciles de comprimir, ellos gozan de la facultad

(94)

de dilatarse casi infinitamente, las variaciones de volumen ocasionan grandes cambios de temperatura, son muy móviles, son fáciles de calentar o enfriar rápidamente, son fáciles de transportar de un lugar a otro, lo que les da la facultad de hacer producir rápidamente los efectos que esperamos de ellos.

Es fácil imaginar una multitud de máquinas apropiadas para desarrollar la potencia motriz del calor mediante el empleo de fluidos elásticos, pero de cualquier manera que se las tome, no debemos perder de vista los siguientes principios:

1° La temperatura del fluido debe ser primero alcanzada en el mayor grado posible, para obtener una gran caída en calórico y, por lo tanto una gran producción de potencia motriz.

2° Por la misma razón, el enfriamiento debe ser hecho a la menor temperatura posible.

^(xxx) Las experiencias recientes del Sr. Erstedt sobre la compresibilidad del agua, nos hace ver que para una presión de 5 atmósferas, la temperatura de ese líquido no experimenta un cambio apreciable (Ver *Annales de Chimie et de Physique*, febrero de 1823, p. 192.)

3° Se debe hacer de manera tal que el pasaje de fluido elástico de la temperatura más elevada a la temperatura más baja sea debido a la expansión del volumen, es decir, se debe hacer de tal manera que el enfriamiento del gas se produzca espontáneamente por efecto de la dilatación.

La temperatura límite que el fluido

(95)

puede alcanzar primero es sólo la temperatura límite producida por su combustión; y es muy elevada.

La temperatura límite de enfriamiento se encuentra en la temperatura de los cuerpos más fríos de los que se puede disponer fácilmente y en abundancia. Esos cuerpos son, ordinariamente, las aguas del lugar donde el fluido se encuentra.

En cuanto a la tercera condición, ella trae dificultades para la producción de la potencia motriz del calor ya que cuando se trata de aprovechar grandes diferencias de temperatura, se utilizan grandes caídas del calórico. En efecto, es entonces necesario que el gas debido a su dilatación pase de una temperatura muy elevada a una temperatura muy baja, lo que exige un gran cambio de volumen y de densidad, esto requiere que ese gas primero esté sujeto a una presión muy alta o que adquiera, en virtud de su dilatación, un volumen enorme. Tanto una condición como la otra son difíciles de cumplir. La primera necesita de recipientes muy fuertes para contener el gas que esté, a la vez, a una presión muy alta y a una temperatura muy elevada: la segunda condición requiere recipientes de dimensiones enormes.

En efecto, estos son los principales obstáculos

(96)

que se oponen al mejor aprovechamiento de una porción importante de la potencia motriz del calor en las máquinas de vapor. Uno se ve obligado a utilizar una pequeña porción de la caída del calórico, mientras que la combustión del carbón suministra los medios para lograr un rendimiento más grande.

Es raro que en los motores a vapor, se lleve a un fluido elástico a una presión superior a 6 atmósferas, que corresponde a aproximadamente 160 grados centígrados, y es raro que la condensación se opere a una temperatura por debajo de los 40 grados; por lo que la caída del calórico suele ocurrir de 160 a 40 grados, o sea de 120 grados, mientras que, por una combustión, se pueden obtener caídas de 1000 grados y hasta de 2000 grados.

Para un mejor entendimiento, recordemos que hemos designado por caída de calórico al pasaje de calor de un cuerpo A, que se encuentra a una temperatura elevada a otro B, donde la temperatura es más baja. Decimos que la caída de calórico es 100 grados, o 1000 grados, cuando la diferencia de temperaturas entre los cuerpos A y B es de 100 o de 1000 grados.

En una máquina a vapor que trabaje bajo la presión de 6 atmósferas, la temperatura de la caldera es de 160 grados: este es el cuerpo A, que se mantiene a la temperatura constante de 160° por el contacto con el hogar

(97)

que proporciona continuamente el calor necesario para la formación del vapor.

El condensador es el cuerpo B; que se mantiene por medio de una corriente de agua fría a la temperatura, casi constante, de 40 grados; él absorbe de forma continua el calórico que es aportado por el cuerpo A a través del vapor. La diferencia de temperaturas entre estos dos cuerpos es 160° – 40°, o sea 120 grados, y es por eso que decimos que la caída del calórico es aquí de 120 grados.

Por su combustión, el carbón es capaz de producir una temperatura superior a 1000 grados, y el agua fría que está disponible más comúnmente en nuestro clima, tiene una temperatura de unos 10 grados; de esto, se podría obtener fácilmente una caída de calórico de 1000 grados, caída donde sólo 120 grados son utilizados por las máquinas a vapor; más aún, estos 120 grados no son utilizados en su totalidad; ya que siempre hay pérdidas considerables debido a los restablecimientos innecesarios del equilibrio en el calórico.

Es fácil ver ahora cuáles son las causas de la ventaja de las máquinas llamadas de alta presión sobre las máquinas que operan a presión más baja. *Esta ventaja radica principalmente en la capacidad de hacer más grande la caída de calórico útil.*

(98)

El vapor se origina bajo una presión muy fuerte y se encuentra también a una temperatura más elevada y como, por otra parte, la temperatura de la condensación sigue siendo más o menos la misma, la caída de calórico es, evidentemente, mayor.

Pero para conseguir resultados realmente ventajosos en las máquinas de alta presión, es necesario que la caída de calórico se aproveche al máximo posible. No es suficiente que la generación de vapor se produzca a una temperatura alta, es necesario que, mediante la dilatación de su volumen, llegue a una temperatura suficientemente baja. Por lo tanto, el carácter de una buena máquina de vapor debe ser, no sólo el de utilizar vapor de agua a una alta presión, sino el de *reutilizarlo mediante presiones sucesivas, muy variables y muy diferentes entre sí, que sean progresivamente decrecientes*^(xxx).

^(xxx) Este principio, verdadero fundamento de la teoría de las máquinas de vapor, ha sido desarrollado con gran claridad por el Sr. Clément, en una Memoria presentada ante la *Académie des Sciences*, hace algunos años. Esta Memoria nunca ha sido impresa, pero he tenido su conocimiento por la complacencia del autor. No sólo se establece allí este principio, sino que se aplica a varios sistemas de máquinas de vapor actualmente en uso; la potencia motriz de cada una fue evaluada mediante la ley citada (p. 66) y comparada con los resultados experimentales.

El principio de que se trata aquí es tan poco conocido o mal apreciado que, recientemente el Sr. Perkins, famoso mecánico de Londres, construyó una máquina donde el vapor se forma bajo la presión de de 35 atmósferas, presión hasta entonces inusual, y no recibe casi expansión de volumen, como debería admitir por el más mínimo conocimiento de estas máquinas. Se compone de un solo cilindro de tamaño muy pequeño que, en cada pulsación, se llena totalmente de vapor formado bajo la presión de 35 atmósferas. El vapor no tiene ningún efecto por ampliación de su volumen, ya que no presenta ninguna capacidad para que esta expansión se lleve a cabo; y se condensa inmediatamente después de dejar el pequeño cilindro. Por lo tanto, sólo funciona bajo una presión de 35 atmósferas, y no, como sería necesario para su buen empleo, bajo presiones progresivamente decrecientes. Así, la máquina del Sr. Perkins no parece hacer realidad las esperanzas que había hecho concebir al diseñarla. Se había alegado que la economía en el carbón producida por la máquina sería de 9/10 de las buenas máquinas de Watt y que, además, presentaría otras ventajas. (Ver *Annales de Chimie et de Physique*, abril de 1823, p. 429) Estas afirmaciones no han sido verificadas. La máquina del Sr. Perkins es sólo una invención valiosa en la medida que muestra la posibilidad de utilizar vapor de agua a presiones mucho más altas que las que se habían empleado anteriormente, y que puede conducir, siendo hábilmente modificada, a resultados realmente útiles.

Watt, a quien debemos casi todas las grandes mejoras en las máquinas a vapor, y que ha llevado a estas máquinas a un estado de perfección hasta ahora difícil de superar, es también el primero que utilizó presiones de vapor gradualmente decrecientes. En muchos casos, se suspende la introducción de vapor en el cilindro a la mitad, a la tercera o a la cuarta parte de la carrera del pistón, que de este modo va alcanzando una presión cada vez más débil. Las primeras máquinas que actúan sobre la base de este principio datan de 1778. Watt había concebido la idea de 1769, y adquirió la patente con este objeto en 1782.

Aquí se adjunta la Tabla anexada a la patente de Watt. Se supone que el vapor se introduce en el cilindro durante el primer cuarto de la carrera del pistón; luego se divide el resto de la carrera en veinte partes, y se calcula el promedio de las presiones:

(99)

Para remarcar de alguna manera retrospectiva,

(100)

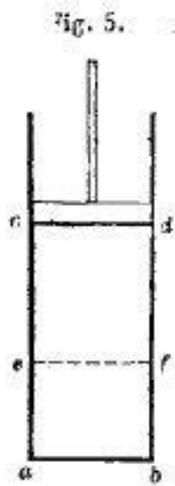
PORTIONS DE LA DESCENTE DEPUIS LE SOMMET DU CYLINDRE.		PRESSION DÉCROISSANTE DE LA VAPEUR, la pression entière étant 1.	
0,05	} La vapeur arrivant librement de la chaudière.	1,000	} Pression entière.
0,10		1,000	
0,15		1,000	
0,20		1,000	
Quart..... 0,25		1,000	
0,30	} La vapeur étant interceptée, et la descente ne s'opérant que par la seule expansion.	0,830	} Moitié de la pression primitive.
0,35		0,714	
0,40		0,625	
0,45		0,555	
Moitié..... 0,50		0,500	
0,55		0,454	
0,60		0,417	
0,65		0,385	
0,70		0,375	
0,75		0,333	
0,80	0,312	} Tiers.	
0,85	0,294		
0,90	0,277		
0,95	0,262	} Quart.	
Fond du cylindre. 1,00	0,025		
Somme.....		11,583	
Pression moyenne $\frac{11,583}{20} = 0,579$.			

Watt se dio cuenta que la presión media es más de la mitad de la presión inicial; Por lo tanto, al emplear una cantidad de vapor de agua igual a un cuarto, producía un efecto mayor que el de la mitad.

Watt supuso aquí que la dilatación del vapor cumple con la ley de Mariotte; lo que no debe considerarse como correcto, ya que, por una parte, el fluido elástico, al dilatarse, disminuye la temperatura, y por otra, no hay evidencia de que, por efecto de la expansión, alguna parte de ese fluido no se condense. Watt también debió tener en cuenta la fuerza requerida para expulsar el vapor que queda después de la condensación, que es tanto mayor cuanto mayor es el volumen que ha sido empujado. El Dr. Robinson añadió al trabajo de Watt una fórmula simple para calcular el efecto de la expansión del vapor; pero esta fórmula adolece de los mismos defectos que acabamos de mencionar. Sin embargo, fue útil para los fabricantes, proporcionando una aproximación que es casi suficiente para los efectos prácticos. Pensamos que es útil recordar estos hechos, ya que son poco conocidos, sobre todo en Francia. Construimos máquinas sobre los modelos de los inventores, pero apreciamos mal los motivos que les han guiado en los orígenes.

A menudo, el olvido de estas razones ha llevado a faltas graves. Máquinas, originalmente bien concebidas, se han deteriorado en manos de constructores incompetentes, que, deseando introducir mejoras de poca importancia, descuidaron consideraciones capitales que no supieron apreciar.

la ventaja de las máquinas de alta presión, supongamos que el vapor de agua formado bajo la presión atmosférica se introduce en la capacidad cilíndrica $abcd$ (Fig. 5) bajo el pistón cd , que conecta inicialmente con la parte inferior ab : el vapor, después de mover el pistón de ab a cd continuará más tarde teniendo efectos de una manera de la que no nos ocuparemos.



Imaginemos que se fuerza el pistón que ha alcanzado la posición cd a bajar hasta ef , sin permitir que el vapor se escape

(101)

o que se pierda alguna parte de su calórico. El vapor será comprimido al espacio $abef$,

(102)

a la vez que aumentará tanto su densidad, como la fuerza elástica y la temperatura.

(103)

Si el vapor, en vez de producirse a la presión atmosférica, se generase precisamente al estado que se encontraría si ocupara el volumen $abef$, el pistón en el cilindro que va de ab a ef hubiera sido empujado de ef a cd por el mero efecto de la expansión del volumen del vapor y la potencia motriz producida hubiera sido más considerable que en el primer caso. De hecho, el movimiento del pistón, se llevaría a cabo bajo una fuerza debida a una mayor presión, que sería variable y gradualmente decreciente. En ambos casos, la cantidad de calórico exigida para la formación del vapor sería la misma, la única diferencia sería que el calórico habría sido tomado a una temperatura más alta.

Es a partir de consideraciones de este tipo que se han desarrollado máquinas que tienen dos cilindros, máquinas inventadas por el Sr. Hornblower y perfeccionadas por el Sr. Woolf, que son más ventajosas en lo que respecta a la economía de combustible. Ellas se componen de un pequeño cilindro que, con cada pulsación, se llena más o menos de vapor (a menudo completamente), y de un segundo cilindro que tiene, generalmente, una capacidad cuádruple del primero, y que no recibe otro vapor que el que ya actuó previamente en el primer cilindro.

(104)

Así, al término de su acción, el vapor cuadruplicó, al menos, su volumen. Del segundo cilindro, el vapor es llevado directamente al condensador; pero se concibe que podría ser transportado en un tercer cilindro que cuadruplica al segundo, con lo que su volumen se haría dieciséis veces el volumen original. El principal impedimento para el uso de un tercer cilindro de este tipo es la capacidad que requeriría, y las grandes dimensiones que necesitarían las aperturas destinadas a dar paso al vapor^(xxxii). No vamos a decir nada más sobre este tema,

(105)

nuestro objetivo no es entrar aquí en los detalles de la construcción de máquinas térmicas: estos detalles exigirían un libro que debería tratar especialmente a estas máquinas, y que aún no existe, al menos en Francia.

(106)

Si la distensión del vapor está limitada principalmente por las dimensiones de los recipientes en los que tiene que expandirse, el grado de condensación que es posible utilizar primero, sólo está limitado por la resistencia de los recipientes en los que se origina, es decir de las calderas.

Sobre esa relación, se está lejos de haber alcanzado el mejor límite posible; La disposición de las calderas generalmente en uso es bastante uniforme, donde la presión del vapor rara vez va más allá de 4 a 6 atmósferas; a menudo estallan y causan accidentes graves. Probablemente sería muy posible evitar este tipo de accidentes y, por ello, llevar el vapor a presiones muy superiores a las que generalmente se operan.

Además de las máquinas a alta presión que funcionan con dos cilindros, de las que hemos hablado, existen también máquinas a alta presión de un solo cilindro. La mayoría de estas últimas, son contruidas por dos hábiles ingenieros ingleses, los Sres. Trevetick y Vivian. Ellos emplean el vapor a presiones muy elevadas, alrededor de 6 a 8 atmósferas, pero son máquinas sin condensador. El vapor, luego de introducido en el cilindro, recibe una cierta expansión de volumen, pero conserva siempre una presión más elevada que la presión atmosférica.

(107)

Una vez que ha cumplido su expansión, es expulsado hacia la atmósfera. Es evidente que esta forma de actuar es completamente equivalente a producir potencia motriz mediante la condensación

^(xxxii) En el libro titulado *De la Richesse minérale*, de Sr. Héron de Villefosse, vol. III, p. 50 y siguientes, encontramos una buena descripción de las máquinas a vapor actualmente en uso en la explotación de las minas. En Inglaterra, se han tratado las máquinas a vapor de una manera bastante completa en la Enciclopedia Británica. Algunos de los datos que utilizamos son de esta última obra.

de vapor a 100° y que pierden una parte de efecto útil, pero las máquinas que operan así evitan el uso de condensador y de bomba de aire. Ellas son menos costosas que las otras, menos complicadas, ocupan menos lugar y pueden operarse en lugares donde no se dispone de corriente de aire frío suficiente para operar la condensación. Ellas tienen allí una ventaja inestimable ya que no se las puede sustituir por otras. Estas máquinas se emplean principalmente, en Inglaterra, para mover los vagones destinados al transporte de la hulla mediante los ferrocarriles usados tanto en el interior de las minas como a cielo abierto.

Sólo nos resta hacer algunas reflexiones sobre el empleo de gases permanentes y de vapores distintos al del agua para el desarrollo de la potencia motriz del calor.

Varias veces se ha intentado hacer actuar el calor sobre el aire atmosférico para generar la potencia motriz. Con relación al vapor de agua,

(108)

este gas presenta ventajas e inconvenientes que vamos a examinar.

1°. En relación al vapor de agua, el aire presenta una ventaja notable en que tiene, a volúmenes iguales, una capacidad calorífica mucho menor; y para un volumen semejante, él se enfriaría más (este hecho se prueba por lo que hemos dicho precedentemente). Ya hemos visto la importancia que tiene provocar los cambios de volumen mediante los cambios más grandes posibles de la temperatura.

2°. El vapor de agua no puede formarse más que por intermedio de una caldera mientras que el aire atmosférico puede ser calentado inmediatamente por una combustión ejecutada en su seno. Esto evitaría una pérdida considerable, no sólo en la cantidad de calor, sino también en su grado termométrico. Esta ventaja la tiene exclusivamente el aire atmosférico, los otros gases no la disfrutan: ellos serían más difíciles de calentar que el vapor de agua.

3°. Con el fin de dar al aire una gran expansión de volumen para producir mediante ella un gran cambio de temperatura, sería necesario partir primero de una presión bastante alta: por lo tanto, antes de ser calentado, debería ser comprimido por una bomba neumática,

(109)

o por cualquier otro medio. Esta operación exige un aparato especial, dispositivo que no existe en las máquinas a vapor. En ellas, el agua está en estado líquido cuando penetra en la caldera y, para ser introducida, sólo se requiere una bomba compresora de pequeñas dimensiones.

4°. El enfriamiento del vapor de agua por contacto con el cuerpo refrigerante es mucho más rápido y ocurre más fácilmente que el que puede lograrse con el aire. En verdad, con el aire tendríamos el recurso a eliminar ese contacto, lo que tendría la ventaja adicional de evitar el uso de un refrigerante que no siempre está disponible, pero esto requeriría que la expansión del volumen de aire no alcance nunca una presión inferior a la presión atmosférica.

5°. Uno de los inconvenientes más graves del uso del vapor de agua es que no puede ser llevado a altas temperaturas sin que se requiera el empleo de recipientes de una resistencia extraordinaria. No es lo mismo con el aire para el cual no existe una relación necesaria entre la presión y la temperatura*. El aire parece ser más apropiado que el vapor de agua para llevar a cabo la potencia motriz de las caídas de calórico

(110)

desde temperaturas elevadas. Tal vez, en los niveles de temperatura inferiores el uso del vapor de agua sea más conveniente. Incluso concebimos la posibilidad de hacer actuar el mismo calor sucesivamente sobre el aire y sobre el vapor de agua. Sería suficiente que luego de su empleo a una temperatura elevada, en lugar de expulsarlo inmediatamente a la atmósfera, hacerlo envolver a una caldera de vapor, tal como si ella saliera inmediatamente de un hogar.

El uso de aire atmosférico para el desarrollo de la potencia motriz del calor presenta, en la práctica, dificultades muy grandes pero, tal vez, no insuperables. Si logramos vencerlas, probablemente, ofrecería una notable superioridad sobre el vapor de agua^(xxxiii)

* Il n'en est pas de même de l'air, pour lequel il n'existe pas de rapport nécessaire entre la force élastique et la température.

^(xxxiii) Entre las tentativas hechas para desarrollar la potencia motriz del calor por intermedio del aire atmosférico, debemos distinguir a las de los Sres. Niepce, que tuvieron lugar en Francia, hace ya muchos años, por medio de un dispositivo llamado *pyréolophore* por los inventores. He aquí, brevemente, en qué consiste ese aparato: tiene un cilindro provisto de un pistón, donde se introduce el aire atmosférico a su densidad ordinaria. En el cilindro se proyecta una materia muy combustible reducido a un estado de gran tenuidad que permanece un momento suspendido en el aire y luego se enciende. La inflamación produce casi el mismo efecto que si el fluido elástico fuera una mezcla de aire y gas combustible — por ejemplo, aire y carburo de hidrógeno. Se produce una especie de explosión y una expansión repentina del fluido elástico, dilatación que se aprovecha para hacer actuar todo el gas contra el pistón. El pistón inicia un movimiento de una extensión dada y esto hace que se genere la potencia motriz. Nada impide, entonces, renovar el aire fresco y recomenzar una operación similar a la primera.

Esta máquina, muy ingeniosa e interesante, sobre todo por la novedad de su principio, pecaba de un punto capital: la materia que se usaba como combustible (que era polvo de licopodio, empleado para producir las llamas en nuestros teatros) Era demasiado caro, por lo que la ventaja desaparecía por esta causa y, desgraciadamente, era difícil usar un combustible de bajo precio, porque no formaban un polvo muy fino cuya inflamación fuese rápida, fácil de propagar y dejase casi nada de cenizas.

En lugar de operar como lo hacían los Sres. Niépce, nos parece preferible comprimir el aire por medio de bombas neumáticas, hacerlo atravesar, completamente cerrado, un hogar en el que hemos introducido el combustible en porciones pequeñas por algún mecanismo sencillo, fácil de concebir; para que desarrolle su acción en un cilindro a pistón o cualquier otra capacidad expandible para luego expulsarlo a la atmósfera o incluso hacerlo pasar sobre una caldera a vapor a fin de utilizar la temperatura a la que queda.

Las principales dificultades que hemos encontrado en este modo de operación han sido la de encerrar el hogar en

(111)

En cuanto al empleo de otros gases permanentes, ello debe ser absolutamente rechazado:

(112)

ellos tienen todos los inconvenientes del aire atmosférico sin presentar ninguna de sus ventajas.

Se puede decir lo mismo de otros vapores que los de agua en comparación con este último.

Si se encontrara un cuerpo líquido, abundante, que se vaporice a una temperatura mayor que el agua, donde el vapor, para el mismo volumen de agua, tenga un calor específico menor, que no ataque a los metales empleados en la construcción de las máquinas, merecerá, sin duda, la preferencia, pero la Naturaleza no nos ofrece tal cuerpo.

En ocasiones, se ha propuesto el uso de vapor de alcohol e incluso se han construido máquinas cuyo propósito era el de hacer posible su empleo, evitando mezclar los vapores con el agua de condensación,

(113)

es decir, aplicando los cuerpos fríos externamente, en vez de introducirlos en la máquina. Se creía percibir en el vapor de alcohol una ventaja remarcable en que posee una presión de vapor más fuerte que la del agua a la misma temperatura. No podemos ver en esto más que un nuevo obstáculo a superar. El principal defecto del vapor de agua es su presión excesiva a una temperatura elevada y en el vapor de alcohol este defecto existe como una razón más fuerte. En cuanto a la ventaja relativa de una mayor producción de potencia motriz, —ventaja que creemos que debería cumplir,— sabemos, por los principios expuestos más arriba, que ella es imaginaria.

Por lo tanto, es sobre el empleo del vapor de agua y del aire atmosférico que deben efectuarse las tentativas ulteriores de perfeccionamiento de las máquinas térmicas, que son las de utilizar por medio de esos agentes, las más grandes caídas posibles de calórico. A ello deben estar dirigidos todos los esfuerzos.

una envoltura de una solidez suficiente, de mantener la combustión en un estado conveniente, de mantener las diversas partes del dispositivo a una temperatura moderada y de evitar los deterioros rápidos del cilindro y del pistón. No creemos que esas dificultades sean insuperables.

Se ha dicho recientemente, que en Inglaterra se han hecho ensayos exitosos de desarrollo de la potencia motriz por la acción del calor sobre el aire atmosférico. Ignoramos completamente en qué consisten dichos ensayos y, sobre todo, si son reales.

Terminamos haciendo notar cuán lejos estamos de haber logrado, por los medios conocidos al presente, toda la potencia motriz de los combustibles.

Un kilogramo de carbón quemado en un calorímetro

(114)

suministra una cantidad de calor capaz de elevar en 1 grado centígrado la temperatura de, aproximadamente, 7000 kilogramos de agua, es decir, que proporciona 7000 unidades de calor, de acuerdo con la definición dada en la página 81 para estas unidades.

La más grande caída de calórico alcanzable, se mide por la diferencia entre la temperatura producida por la combustión y la de los cuerpos empleados para la refrigeración. Es difícil distinguir la temperatura de combustión de otros límites como el que resulta de la combinación del oxígeno y el combustible. No obstante, se suele admitir que ese límite es de 1000 grados, pero nosotros lo vamos a considerar por debajo del verdadero. En cuanto a la temperatura del refrigerante, la supondremos 0 grados.

En la página 84, hemos evaluado, aproximadamente, la cantidad de potencia motriz que desarrollan 1000 unidades de calor al pasar de 100 grados a 99 grados y encontramos que 1,112 unidades de potencia equivalen a 1 metro cúbico de agua elevada a 1 metro de altura.

Si la potencia motriz es proporcional a la caída de calórico y si esa caída fuese la misma para cada grado termométrico, nada sería más fácil que estimarla para una caída de 1000 grados a 0 grados: ella tendría por valor

$$1,112 \times 1000 = 1112.$$

(115)

Pero como esta ley es sólo aproximada y que ella se aparta mucho de los valores verdaderos en los niveles más altos de temperatura, no podemos hacer otra evaluación que una grosera: por lo que supondremos que el número se reduce a la mitad, es decir, a 560 unidades.

Dado que 1 kilogramo de carbón produce 7000 unidades de calor y que el número de unidades de potencia motriz es relativo a 1000 unidades de calor, para obtener la potencia motriz que puede suministrar 1 kilogramo de carbón, basta multiplicar por 7, lo que da

$$7 \times 560 = 3920$$

Esta es la potencia motriz que puede suministrar 1 kilogramo de carbón.

Para comparar este resultado teórico con los resultados de la experiencia, examinemos como 1 kilogramo de carbón desarrolla realmente la potencia motriz en las mejores máquinas térmicas conocidas.

Las máquinas de las cuales presentaremos los resultados más ventajosos son las grandes máquinas a dos cilindros empleadas para la extracción del estaño y el cobre de las minas de Cornwall. Aquí están las mejores producciones que ellas alguna vez proporcionaron.

56 millones de libras de agua se elevaron 1 pie (inglés) por bushel de carbón quemado (1 bushel pesa 88 libras). Este efecto equivale a elevar, por kilogramos de carbón, 195 metros cúbicos

(116)

de agua a 1 metro de altura y, por consecuencia, a producir 195 unidades de potencia motriz por kilogramo de carbón quemado^(xxxiv).

(117)

195 unidades son sólo una vigésima parte de 3920, el máximo teórico. Por lo tanto, sólo se utiliza 1/20 de la potencia motriz. A pesar de que en nuestro ejemplo elegimos las mejores máquinas a vapor conicidas.

La mayoría de las otras máquinas tienen rendimientos inferiores. La antigua máquina de Chaillet, por ejemplo, eleva 20 metros cúbicos de agua a 33 metros de altura por cada 30 kilogramos de carbón quemado, lo que equivale a 22 unidades de potencia motriz por kilogramo, resultado nueve veces menor que el mencionado anteriormente y ciento ochenta veces menor que el máximo teórico.

^(xxxiv) El resultado que informamos aquí, fue suministrado por una máquina donde en cilindro grande tenía por dimensiones 45 pulgadas de diámetro y 7 pies de carrera, ella se empleó en el agotamiento de una de las minas de Cornwall llamada Wheal Abraham. De alguna manera, este resultado debería ser considerado como una excepción, ya que ha sido momentáneo y fue sostenido sólo durante un mes. La producción de 30 millones de libras, elevadas a un pie (inglés) por bushel de carbón de 88 libras es, generalmente, considerada como un excelente resultado de las máquinas a vapor. De alguna manera, es alcanzado por las máquinas del sistema de Watt, mas raramente sobrepasado. Esta última producción expresada en medidas francesas da 104000 kilogramos de agua elevados a un metro de altura por kilogramo de carbón quemado.

A partir de lo que ordinariamente se entiende por caballo de fuerza, para la evaluación de los efectos de las máquinas a vapor, una máquina de 10 caballos de fuerza, debe elevar por segundo 10×75 kilogramos, o 750 kilogramos, a 1 metro de altura; o bien, por hora: $750 \times 3600 = 2700000$ kilogramos a 1 metro. Si suponemos que cada kilogramo de carbón eleva 104000 kilogramos a esa altura, esto nos da $2700/104 = 26$ kilogramos. Ahora bien, es raro ver a una máquina de 10 caballos de fuerza consumir menos de 26 kilogramos de carbón por hora.

No debemos presumir que vamos a alcanzar, en la práctica, toda la potencia motriz de los combustibles. Los intentos que hagamos para aproximarnos a ese resultado, pueden resultar más frustrantes que útiles si nos hacen descuidar otras consideraciones importantes. La economía de combustible no es más que una de las condiciones a cumplir por las máquinas térmicas, en buena parte de las circunstancias ella es secundaria: ella debe ceder el lugar a la seguridad, a la solidez, a la duración de la máquina, al poco espacio que ella debería ocupar, a su costo y gastos de mantenimiento, etc.

(118)

Saber apreciar en cada caso su justo valor, las condiciones de conveniencia y de economía que se pueden presentar, saber discernir cuales de ellas son importantes y cuales son solamente accesorias, balancear todas las conveniencias entre ellas a fin de lograr, por los medios más fáciles, el mejor resultado. Tal debe ser el talento humano llamado a dirigir y a coordinar el trabajo de sus colegas que los lleve a concurrir hacia un fin útil de cualquier género que sea.

FIN

EXTRACTO DE LAS NOTAS INÉDITAS DE SADI CARNOT (1878)

Cuando una hipótesis ya no alcanza para la explicación de un fenómeno, ella debe ser abandonada.

Este es el caso en que se encuentra la hipótesis por la cual se considera al calórico como una materia, como un fluido sutil

Los hechos de la experiencia que tienden a destruir esa hipótesis son los siguientes:

1°. El desarrollo del calor por percusión o frotamiento de los cuerpos. (Experiencias de Rumford, frotamiento de las ruedas sobre los ejes, sobre las vías, experimentos a realizar). Aquí la elevación de la temperatura tiene lugar a la vez sobre los cuerpos frotantes y sobre los cuerpos frotados. A propósito, ellos no cambian sensiblemente su naturaleza ni su forma (probar).

De modo que el calor es creado por el movimiento. Si el calor es materia, se debería admitir que la materia es creada por el movimiento.

2°. Cuando hacemos actuar las bombas de la máquina neumática y al mismo tiempo dejamos entrar el aire al recipiente, la temperatura permanece invariable dentro de ese recipiente. La temperatura se mantiene la misma en el exterior; por lo tanto, el aire comprimido por las bombas debería aumentar su temperatura por encima del aire exterior, y ser expulsado a una temperatura más alta. Así, por ejemplo, el aire entra a una temperatura de 10 grados y sale a otra, por ejemplo, a $10^\circ + 90^\circ$.

De esta manera hay creación de calor por el movimiento.

3°. Si comprimimos el aire en un recipiente y al mismo tiempo lo dejamos escapar por una pequeña abertura, por la compresión habrá una elevación de temperatura y por la salida no habrá enfriamiento (según los Sres. Gay-Lussac y Welter). Así, el aire entra a una temperatura por un lugar y sale por otro a una temperatura superior, por lo tanto, la conclusión es la misma que en el caso anterior.

(Experiencia a realizar: adaptar a una caldera de alta presión un robinete conectado a un tubo con salida a la atmósfera. Abrir un poco el robinete y colocar un termómetro a la salida del vapor. Ver si el vapor se mantiene a 100 grados y, además, si el vapor se licúa en el caño y si sale transparente o como una niebla.)

4°. La elevación de la temperatura que tiene lugar luego del reingreso del aire a un recinto vacío, elevación que no podemos atribuir a la compresión del aire restante (aire que puede ser reemplazado por vapor de agua) y que no se puede atribuir al frotamiento del aire contra las paredes de la abertura, o contra el interior del recipiente o contra si mismo.

5°. El Sr. Gay-Lussac ha hecho ver (dice él) que si ponemos en comunicación dos recipientes, uno vacío y el otro lleno de aire, la temperatura se eleva en uno como baja en el otro.

Si luego comprimimos los dos a la mitad, el primero el primero recupera su temperatura anterior y el segundo una temperatura más alta. Al mezclarlos, habrá un calentamiento de toda la masa.

Durante la entrada del aire al recipiente vacío, este pasa a través de una abertura pequeña y el movimiento que ocurre en su interior parece ser el que produce la elevación de la temperatura.

Estos hechos nos permiten formular aquí una hipótesis sobre la naturaleza del calor.

Generalmente, hoy se considera a la luz como el resultado de un movimiento de vibración de un fluido etéreo.

La luz produce calor o, al menos, va acompañada de calor radiante y se mueve con la misma velocidad que él. El calor radiante es un movimiento vibratorio. Sería ridículo suponer que se trata de un cuerpo emisor mientras que la luz que lo acompaña no es otra cosa que un movimiento.

Un movimiento (el calor radiante) ¿podría producir un cuerpo (el calórico)?

Indudablemente, no. No puede producir más que movimiento. Entonces, el calor es el resultado de un movimiento.

Por lo que es fácil que se pueda producir por el consumo de potencia motriz y que el calor pueda producir esa potencia.

Todos los otros fenómenos, la composición y la descomposición de los cuerpos, el pasaje al estado gaseoso, el calor específico, el equilibrio del calor, su transmisión más o menos fácil, su constancia en los experimentos en el calorímetro, podrían explicarse mediante esta hipótesis; pero sería difícil decir por qué, en el desarrollo de la potencia motriz por el calor, es necesario un cuerpo frío, por qué, consumiendo el calor de un cuerpo caliente no se puede producir movimiento.

Parece bastante difícil penetrar en la esencia íntima de los cuerpos. Para no hacer razonamientos erróneos, sería necesario examinar cuidadosamente las fuentes de nuestros conocimientos sobre la naturaleza de los cuerpos, de sus formas, de sus fuerzas, ver cuales son las nociones primitivas, ver de que sensaciones ellas derivan, ver como ellas se elevan sucesivamente a diferentes grados de abstracción.

¿Es el calor el resultado de un movimiento vibratorio de las moléculas? Si es así, la cantidad de calor no es otra cosa que una cantidad de potencia motriz. Mientras la potencia motriz se utiliza para producir movimientos vibratorios, la cantidad de calor debe ser inmutable, esto parece ser el re-

sultado de las experiencias con el calorímetro; Pero, cuando se producen movimientos de una amplitud significativa, la cantidad de calor ya no debería permanecer constante.

¿Podemos encontrar ejemplos de producción de potencia motriz mediante consumo real de calor? Parece que podemos encontrar producción de calor mediante el consumo de potencia motriz (por ejemplo, la entrada de aire en el vacío)

¿Cuál es la causa de la producción de calor en las combinaciones de los cuerpos? ¿Qué es el calorífico radiante?

La licuación de los vapores, la solidificación de los líquidos, la cristalización, ¿No son una clase de combinación de las moléculas integrantes las unas con las otras?

Suponiendo que el calor es debido a un movimiento vibratorio, ¿Cómo explicar el pasaje del estado sólido al líquido y al estado gaseoso?

Cuando se genera la potencia motriz por el pasaje de calor del cuerpo A al cuerpo B, la cantidad de calor que llega a B (si ella no es la misma que fue tomada a A, si, realmente, una parte se hubiera consumido para producir la potencia motriz) esta cantidad ¿es la misma, cualquiera sea el cuerpo empleado para realizar la potencia motriz?

¿Habrá algún medio de consumir más calor para la producción de potencia motriz y hacer que llegue menos al cuerpo B? ¿Se podrá consumir totalmente el calor de modo que no llegue al cuerpo B? Si esto fuera posible ¿Se podrá crear potencia motriz sin consumo de combustible por la simple destrucción del calor de los cuerpos?

Es bien cierto que el vapor de agua, después de haber actuado en una máquina y haber producido la potencia motriz, es capaz de elevar la temperatura del agua de condensación, pero ¿puede hacerlo como si hubiera actuado de inmediato?

El razonamiento nos enseña que no puede haber de parte de una fuerza viva o, lo que es la misma cosa, una potencia motriz, sin que los cuerpos actúen unos sobre los otros, sin tocarse inmediatamente, sin un verdadero choque. O ¿todo nos conduce a pensar que las moléculas de los cuerpos están siempre separadas entre sí a cierta distancia, que ellas no se tocan jamás? Si ellas se tocan, deberían quedar unidas y, en consecuencia, cambiar la forma.

Si las moléculas de los cuerpos no están jamás en contacto íntimo entre sí, ¿cuáles son las fuerzas que las separan o las atraen? No podría haber jamás ni producción ni pérdida de potencia motriz en la Naturaleza. ¿La cantidad de potencia motriz sería inmutable como la materia? Entonces, ¿el

restablecimiento del equilibrio inmediato del calórico y su restablecimiento con producción de potencia motriz serían esencialmente diferentes entre sí?

El calor no es otra cosa que potencia motriz, o más bien, el movimiento que cambia de forma. Es un movimiento de las partículas de los cuerpos. Allí donde hay destrucción de potencia motriz hay, al mismo tiempo, producción de calor en cantidad precisamente proporcional a la cantidad de potencia motriz destruida. Recíprocamente, allí donde hay destrucción del calor, hay producción de potencia motriz.

Podemos establecer como regla general que la potencia motriz es una cantidad invariable en la Naturaleza, que, estrictamente hablando, ella no se produce ni se destruye. En verdad, cambia de forma, es decir, a veces se produce como una especie de movimiento, a veces otra; pero nunca se destruye.

Según algunas ideas que me formé sobre la teoría del calor, la producción de una unidad de potencia motriz necesita la destrucción de 2,70 unidades de calor.

Una máquina que produzca 20 unidades de potencia motriz por kilogramo de carbón, deberá destruir $(20 \times 2,70) / 7000$ unidades de calor desarrolladas por la combustión; $(20 \times 2,70) / 7000 = 8 / 1000$, aproximadamente. Es decir, menos de 1/100

.....

(cada unidad de potencia motriz o dinámica, representa el peso de 1 metro cúbico de agua elevado a 1 metro de altura.)

Experiencias a hacer sobre el calor y la potencia motriz

Repetir la experiencia de Rumford sobre el taladrado de un metal en el agua, pero medir la potencia consumida al mismo tiempo que el calor producido. Repetir estas experiencias con otros metales y con madera.

Martillar un trozo de plomo en diversas direcciones, medir la potencia motriz consumida y el calor producido. Repetir esta experiencia con otros metales.

Agitar fuertemente el agua en un barril o en el cuerpo de una bomba de doble efecto donde el pistón sera traspasado por una pequeña abertura,

Realizar una experiencia del mismo tipo, agitando mercurio, alcohol, aire y otros gases. Medir la potencia motriz consumida y el calor producido.

Hacer entrar aire en un recinto vacío o con aire más o menos rarificado. Lo mismos para otros gases y vapores. Examinar la elevación de la temperatura mediante un manómetro y un termómetro de Bréguet. Estimar el error del termómetro para los tiempos necesarios que el aire pueda variar un cierto número de grados.

Estas experiencias servirán para medir los cambios de temperatura ocurridos en el gas debido a los cambios de volumen; ellos suministrarán, entre otras cosas, los medios para comparar los cambios en las cantidades de potencia motriz producida o consumida.

Hacer salir el aire de un vasto reservorio donde está comprimido y modificar su velocidad en un largo caño donde se han colocado cuerpos sólidos. Medir la temperatura cuando ella se vuelve uniforme y comparar con la del reservorio. Repetir las experiencias con otros gases y con el vapor de agua formado a diversas presiones,

Repetir las experiencias de Dalton y aumentar las presiones hasta 30 ó 40 atmósferas. Medir el calor constituyente del vapor en esos límites.

Id. Con el vapor de alcohol, de éter, de esencia de trementina, de mercurio, para verificar si el agente empleado es indiferente para la producción de potencia motriz.

Id. con el agua cargada con una sal delicuescente, por ejemplo, muriato de calcio ¿la ley de las presiones es siempre la misma? Medir el calor específico del vapor emn una bomba de doble efecto en donde el pistón es atravesado por una pequeña abertura.

Experiencias del mismo tipo sobre la agitación del mercurio, del alcohol, del aire y de otros gases. Medir la potencia motriz consumida y el calor producido.

Experiencias a hacer sobre la presión de vapor

Tubo capilar graduado lleno de agua, de mercurio, de aceite o de aire. Sumergir el tubo en un baño de aceite, de mercurio o de plomo fundido. Medir de la temperatura mediante un termómetro de aire.

Hacer las mismas experiencias con alcohol, éter, éter muriático*, sulfuro de carbono, esencia de trementina, azufre y fósforo.

Experimentos sobre la presión de vapor, con una caldera y un tubo termométrico lleno de aire. — Se colocará un termómetro en un tubo sumergido en la caldera, abierto al exterior y lleno de mercurio o de aceite.

Experimentos utilizando un simple tubo capilar relleno con tres capas sucesivas: 1° de aire, 2° de mercurio 3° de agua u otro líquido, donde se va a medir la presión de vapor (del alcohol, éter, esencia de trementina, lavanda, del sulfuro de carbono, éter muriático, etc.). — El tubo se sumergirá por un extremo en un baño de mercurio o aceite, donde se medirá la temperatura. Podemos hacer la columna de mercurio lo suficientemente larga para poder comprimir de antemano o dilatar el aire.

Figura 6



Un extremo del tubo se enrolla en espiral, la parte recta será graduada (de este modo se podrá medir la presión de vapor del mercurio)

Experimentos sobre las presiones de vapores a baja temperatura, con un tubo termométrico curvado y lleno en parte con mercurio y parte con agua o con alcohol. El mercurio actuará por su peso. La parte superior del tubo será vacía y sellada o abierta a la atmósfera.

Figura 7

* Cloruro de etilo (*N. del T.*)



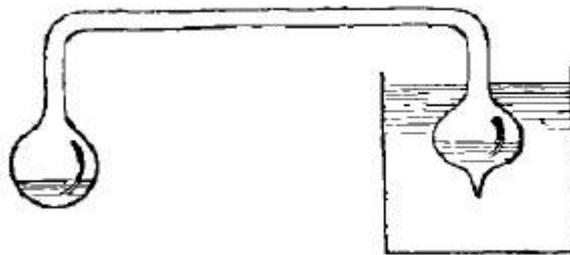
El balón se sumergirá en agua, donde se medirá la temperatura; si el tubo se sella habrá que tener cuidado de refrescar la parte superior.

El balón puede contener agua, alcohol, éter, o esencia de trementina.

Si el tubo se sella, se podrá medir la presión del vapor de mercurio.

Experimentos sobre el calor constituyente de los vapores calentar los vapores por medio de un tubo barométrico munido de dos bolas sopladas. - Una de las bolas será sumergida en agua fría, y el aumento de la temperatura de esta agua indicará el calor constituyente del vapor. La otra bola se calentará ya sea por un líquido en ebullición o por el fuego directo.

Figura 8



Agua, alcohol, esencia de trementina, éter, mercurio, ácido acético, sulfuro de carbono o alcohol. - El mercurio actuará por su peso. La parte superior del tubo estará vacía y cerrada, o bien abierta a la atmósfera.

Se puede repetir, redestilando el líquido y ajustar los resultados.

Experiencias a hacer con los gases y los vapores

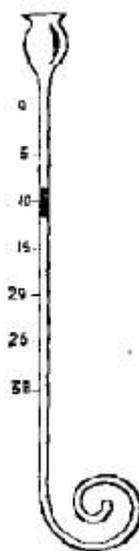
Medir la temperatura que adquiere el aire introducido en un espacio vacío, o conteniendo aire ya rarificado.

Si el vacío se hace bajo la campana de una máquina neumática y, de repente, se abre el robinete que lo lleva al exterior, la introducción de este aire debería hacer subir la temperatura de un termómetro de Bréguet hasta unos 50 ó 60 grados.

Examinar la marcha de ese termómetro cuando la reintroducción del aire tiene lugar por partes y comparar las temperaturas con la marcha del manómetro.

Construir un manómetro que pueda dar la presión casi instantáneamente.

Figura 9.



Imaginemos un tubo capilar enrollado en espiral en una parte de su longitud y que tiene un extremo cerrado y el otro extremo abierto.

Ese tubo será perfectamente secado y se introducirá en él un pequeño índice de mercurio.

El diámetro del tubo deberá ser lo suficientemente pequeño para que el aire contenido tome, casi instantáneamente, la temperatura del vidrio. Buscamos asegurar el tiempo necesario para establecer el equilibrio de la temperatura, colocando el tubo bajo la campana neumática, haciendo un vacío parcial y dejar que entre el aire; momentos después de la introducción, se examinará si el índice cambia significativamente de lugar. Se necesitará que el índice sea de un peso muy bajo, para evitar, en lo posible, sus oscilaciones.

Por la misma razón, el tubo capilar deberá ser lo más estrecho posible.

Si la parte recta del tubo es igual a la parte enrollada y el índice fuera puesto inicialmente en la parte enrollada a una presión igual a la presión atmosférica, no va a someter el instrumento a una presión inferior a media atmósfera. Es entre estos dos límites que servirá como medida.

Lo podríamos terminar con una protuberancia abierta, para evitar la proyección de mercurio fuera del tubo. Dispuesto de esta forma, el tubo se podrá utilizar para medir las presiones comprendidas entre p y $1/2$ de p , donde p es una presión cualquiera.

El aparato deberá fijarse a una plancha que tendrá una escala graduada ubicada contra la sección recta del tubo. La escala será a intervalos iguales de temperatura, por ejemplo de 5 grados en 5 grados o de 10 grados en 10 grados. Ello permitirá formar una tabla que exprese las presiones correspondientes.

Colocando el instrumento sobre la campana neumática y haciendo un vacío parcial, el índice se elevará en el bulbo; dejando luego reingresar el aire, poco a poco y muy lentamente, se notará la correspondencia entre las alturas del manómetro ordinario de mercurio y los puntos donde llegaría la parte inferior del índice del instrumento. Esto será suficiente para formar una Tabla comparativa entre las presiones y los números de la escala. Las presiones se encontrarán expresadas por las relaciones entre las presiones observadas en el momento del pasaje del índice sobre el cero y toda otra cifra fija de la escala.

Así, por ejemplo, supongamos que observamos que el manómetro indica 400 o n milímetros de mercurio cuando el índice se encuentra sobre el 0 de la escala; luego que el manómetro indica n' cuando el índice está sobre el 1 de la escala, n'' cuando el índice está sobre el 2 ... En la Tabla de correspondencia, habrá que inscribir las relaciones n'/n , n''/n , ... Se podría hacer variar n cuanto uno quisiera y la Tabla seguiría sirviendo.

En efecto, de acuerdo con la ley de Mariotte, si los volúmenes conservan las mismas relaciones, las presiones deben también conservar las mismas relaciones entre ellas.

Sea p la presión que tendrá lugar cuando el índice esté sobre el 0, v el volumen de aire en el mismo instante, p' y v' la presión y el volumen cuando el índice está sobre el 1 de la escala. Si expulsamos o introducimos aire, las presiones serán q y q' en vez de p y p' , pero se cumplirán las relaciones

$$p : p' :: v' : v$$

y
$$q : q' :: v' : v$$

de donde
$$p : p' :: q : q'$$

Además. Habrá que operar a una temperatura uniforme o tener en cuenta sus diferencias.

Si el tubo, en su parte recta, está perfectamente calibrado, los volúmenes, y consecuentemente, las presiones, formarán una progresión geométrica, mientras que las cifras de la escala se encuentran en una progresión aritmética, y la relación entre unas y otras se podrán conocer mediante una Tabla de logaritmos.

Si fuera necesario aumentar la masa de aire contenida en el tubo, sería suficiente colocar el instrumento de costado o sobre el plato de la máquina neumática. El índice de mercurio se colocará en

la parte lateral de la protuberancia del tubo, y se introducirá el aire atmosférico. También se podría calentar el instrumento en esta posición.

Habrá que prestar atención de no reintroducir aire que no sea seco, lo que se puede evitar colocando en la campana cloruro de calcio u otro material muy ávido de humedad.

En lugar de enrollar el tubo en espiral, se lo podría doblar por la mitad, en forma de U, o bien formar tres o cuatro ramas paralelas o más. Al dotar al tubo de una gran longitud, el índice tendría movimientos más amplios para cambios de presión similares y, por lo tanto, se podrían medir mejor los resultados producidos por cambios relativamente pequeños en la densidad del aire de la campana.

Comparación de las velocidades de enfriamiento del aire en la campana y en el tubo. — Suponemos, creo, que difiere muy poco de la verdad, que el calor absorbido es proporcional a la superficie de los cuerpos en contacto. A partir de ahí, se puede deducir fácilmente que las velocidades de enfriamiento de aire en dos tubos cilíndricos estarán en proporción inversa a sus diámetros.

Si la campana es considerada como un tubo de 2 decímetros de diámetro y el instrumento manométrico como un tubo de 1 milímetro, las velocidades de enfriamiento del aire estarán en relación de 1 a 200, aproximadamente.

Amplitud del movimiento del índice. — Supongamos que el tubo se pliega 5 veces sobre sí mismo y que tiene una longitud total de 1 metro; una variación de densidad igual a un décimo en el aire dará una marcha de 1 decímetro; una variación de calor de 1 grado, se presume equivalente a una variación de la densidad de igual a $1/266$ dará $1/266$ de un metro, o aproximadamente 3 mm, 70, cantidad suficientemente apreciable. En cuanto al tiempo requerido para mover el índice de mercurio, dada su masa, asumiendo su largo de un centímetro, y la variación de la presión de $1/100$ atmósferas, tardará alrededor de $1/5$ de segundo para recorrer 1 decímetro.

Empleo del instrumento para la medida de las variaciones de presiones de vapor sobre la campana neumática. — En cada carrera del pistón que dilata el aire en la campana neumática tendiendo a producir el vacío, se produce una disminución de la presión y, sin duda, un cambio en la temperatura. Esa disminución se puede determinar, al menos en forma aproximada, observando la situación del manómetro al instante en que operó la dilatación y, a continuación, su situación, después de un tiempo, para que la temperatura se reduzca a su valor original, la de los cuerpos circundantes. La comparación de la fuerza elástica en los dos casos conducirá a la comparación de las temperaturas.

Cuando la temperatura vuelve a su punto original, hay que dar una segunda carrera al pistón, con lo que el aire se dilatará más que la primera vez y habremos hecho dos observaciones en el manómetro antes y después del retorno a su primera temperatura.

Así, sucesivamente.

BÚSQUEDA DE UNA FÓRMULA APROPIADA PARA REPRESENTAR LA POTENCIA MOTRIZ DEL VAPOR DE AGUA.

En el funcionamiento de una máquina térmica a pistón, a relajación y a condensador, se pueden observar tres períodos principales.

Primer período: introducción del vapor que llega libremente de la caldera sobre el pistón.

Segundo período: Expansión del volumen, o relajación del vapor, luego de cerrarse la comunicación entre la caldera y el cilindro.

Tercer período: regreso del pistón a su punto de partida luego que la capacidad del cilindro fuese puesta en comunicación con el condensador.

Durante el primer período la presión es constante e igual a la que existe en la caldera.

Durante el segundo período, la presión es variable y decrece siguiendo una progresión cualquiera.//

Página 2

En el tercer período, la presión es constante e igual a la que existe en el condensador.

En los dos primeros períodos el vapor empuja al pistón y genera la potencia motriz, en el tercer período el vapor es comprimido y requiere de una cantidad de esa potencia.

La potencia motriz adquirida al cabo de un ciclo completo de operaciones, es decir, luego que el pistón regresa a su punto de partida, es igual a la potencia desarrollada durante los dos primeros períodos menos la potencia consumida durante el tercero.

Supongamos que operamos sobre un kilogramo de vapor. Llamemos i a la potencia desarrollada durante el primer período, f a la potencia desarrollada durante el segundo período e i' a la potencia consumida durante el tercer período. La potencia motriz total, F , estará dada por la fórmula

$$F = i + f - i'$$

Tratemos de evaluar separadamente las cantidades i, f e i' ; comenzando con i //

Página 3

Sean t la temperatura (en grados centígrados) del agua en la caldera, p la presión que existe en esa caldera y v el volumen de un kilogramo de vapor formado bajo la presión p y a la temperatura t . De acuerdo con la naturaleza de la potencia motriz, i podrá ser representada por el producto $v.p$,

siempre y cuando las unidades sean convenientemente elegidas. Tomemos un litro por unidad de volumen, por unidad de presión, la de una columna de agua de 1 metro de altura, por unidad de potencia motriz la de un kilogramo elevado a un metro de altura (Dyname)*, por lo tanto, i deberá tener por valor exacto $p.v$, de modo que

$$i = p.v \quad (1)$$

p puede conocerse por observación directa o su valor puede deducirse a partir de la temperatura t observada, mediante la tabla de presiones (designada ordinariamente con el nombre de tabla de Dalton. Ver *Physique* de Biot Volumen I, página 531). v no nos es conocido, por lo que es necesario evaluarlo.

Sean P , la presión atmosférica y V el volumen de 1 kilogramo de vapor formado a esa presión P . La experiencia nos enseña //

Página 4

que

$$P = 10,40 \text{ metros de altura de agua, o } 10,40 \text{ unidades.}$$

$$V = 1700 \text{ litros} \quad \text{o } 1700 \text{ unidades.}$$

Imaginemos que el vapor formado inicialmente a 100° bajo la presión atmosférica, aumenta a 101° bajo la misma presión atmosférica. Su volumen V aumentará, de acuerdo con la ley conocida con el nombre de Ley de Gay Lussac en $(1/367) V$ y será

$$V + \frac{1}{367} V ;$$

A 102° , el volumen será:

$$V + \frac{2}{367} V ;$$

A t grados será:

$$V + \frac{t - 100}{367} V$$

Mientras tanto, si la presión que era P se vuelve p , el volumen se deberá reducir, según la ley de Mariotte en una relación inversa de p a P y será representada por:

* Unidad de trabajo elegida y bautizada por Carnot. (*N. del T.*)

$$\frac{P}{p} V \left(1 + \frac{t - 100}{367} \right) \quad \text{o bien por}$$

$$\frac{PV}{367} \frac{267 + t}{p} \quad \text{o bien mediante}$$

$$N \frac{267 + t}{p}$$

Página 5

donde N designa a la cantidad

$$\frac{PV}{367} = \frac{10,40 \times 1700}{367} = 48,2$$

El vapor formado a 100° y a la presión atmosférica se encontrará llevado a la temperatura t , y a la presión p ; en esas circunstancias, designando a su volumen con la letra v , será

$$v = N \frac{267 + t}{p} \quad (2)$$

y, como inicialmente establecimos $i = pv$, ecuación (1), el valor de i es

$$i = N(267 + t) \quad (3)$$

De esta manera, la potencia desarrollada en el primer período debido a la producción de 1 kilogramo de vapor de agua, se expresa únicamente como una función de la temperatura t de la caldera.

En la práctica, la temperatura t se encuentra habitualmente entre 100° y 180° . Para el primer caso,

$$i = N 337$$

Para el segundo caso

$$i = N 447$$

Vemos que dentro de esos límites, el valor de la potencia debida a la formación del vapor de agua, varía solamente dentro de la relación 367 a 447, o, aproximadamente, de 5 a 6. //

Página 6

Tratemos de evaluar la cantidad f , es decir, la potencia motriz debida a la relajación.

En primer lugar, dado que la magnitud de esta relajación es conocida por nosotros, suponemos dada por las presiones inicial y final de vapor. Hemos designado a la primera por p y llamamos p' a la segunda. Nos falta ahora un elemento esencial para poder calcular la magnitud f . Este es la relación entre los volúmenes que sucesivamente adquiere el vapor y las presiones correspondientes. Si esta relación nos es dada, sea por una ley representada algebraicamente, sea la misma dada por un gran número de resultados de observaciones, nos será posible arribar al resultado buscado.

El Sr. Clément, Profesor en el Conservatorio de las Artes y Oficios, cree haber reconocido que por una dilatación o compresión puramente mecánica, — es decir, efectuada sin adición o supresión de calor — el vapor está siempre saturando el espacio y que no está licuado en alguna parte^(x). Si esto fuera así, la Tabla de Dalton, que da la serie de presiones de vapor saturado, a diversos grados termométricos, sería aplicable inmediatamente.

Llamaremos π a la presión variable del vapor durante su dilatación, θ a la temperatura correspondiente y ϕ al volumen de 1 kilogramo de ese vapor, que posee la presión π y la temperatura θ .

Por un razonamiento similar al que nos condujo a la ecuación (2), reconoceríamos entre las cantidades π , θ y ϕ , la relación siguiente: //

Página 8

$$\phi = N \frac{267 + \theta}{\pi} \quad (4)$$

Si se admite la ley del Sr. Clément, (como suponemos aquí), cada valor particular de π dará, por medio de la Tabla de Dalton, un valor particular de θ y, por consiguiente, un valor para el volumen ϕ . Tendremos así, una serie de volúmenes correspondientes a la serie de las presiones.

Si nos fuera posible unir por una fórmula de interpolación simple y suficientemente aproximada, los resultados de la experiencia con los de la Tabla de Dalton, obtendríamos fácilmente una relación algebraica entre el volumen ϕ y la presión π . Pero, hasta ahora, el establecimiento de una fórmula de ese tipo, ha fracasado.

Sin embargo, se ha observado que en consideración a la Tabla de Dalton, para un intervalo moderado, — por ejemplo, de 10° a 15° — las presiones formarían sensiblemente una progresión que aumenta por cocientes, mientras que las temperaturas estarían en una progresión que crece por diferencias.

Supongamos primero que nos mantenemos dentro de este límite de 10° 15°, es decir, //

^(x) Nota. Los experimentos sobre el calor constituyente del vapor de agua, hechos por el Sr. Clément, no conducen rigurosamente a la ley que él adoptó. Esto eliminaría todas las dudas que hubiesen surgido de los experimentos directos a los que fuera sometido el vapor y al efecto de la relajación. Se podría haber evaluado la presión, la temperatura y el calor constituyente de ese vapor dilatado mecánicamente.

Página 9

supongamos que por efecto de su relajación, el vapor no provoca un cambio de temperatura superior a 10° o 15°. Entre θ y π , podríamos admitir la relación siguiente que expresa de la manera más general la correspondencia de los términos de dos progresiones que varían por diferencia y por cocientes:

$$\theta = aL\pi + b \quad (5)$$

El signo L representa el logaritmo natural, a y b son dos constantes arbitrarias que se determinan aplicando la relación (4) a las temperaturas y presiones iniciales y finales del vapor. Sí

$$t, t', p, p'$$

designan esas temperaturas y presiones, tendremos que.

$$t = aLp + b$$

$$t' = aLp' + b$$

de donde encontramos para a y b los siguientes valores

$$a = \frac{t - t'}{Lp - Lp'} \quad (6)$$

y

$$b = \frac{tLp' - t' Lp}{Lp - Lp'} \quad (7) \quad //$$

Página 10

Si probamos aplicar las fórmulas (5), (6) y (7) a los valores numéricos que están en la Tabla de Dalton, dentro de un intervalo de 10° a 15°, encontraremos que ellos representan los resultados de la observación con una exactitud más que suficiente.

Después de estas consideraciones preliminares, necesarias para la búsqueda de la cantidad f de la potencia motriz debida a la relajación, nos ocuparemos directamente de evaluar esa cantidad.

Si imaginamos esa relajación dividida en un número de porciones infinitamente pequeñas, la fuerza elástica del vapor podrá ser considerada como constante en cada una de esas porciones y la potencia engendrada durante una de ellas será expresada por la fuerza elástica del momentum multiplicada por el pequeño incremento del volumen, es decir, por el producto

$$\pi \cdot d\phi$$

donde $d\phi$ designa el aumento infinitamente pequeño del volumen ϕ .

El valor de f estará formado por la suma de las cantidades infinitamente pequeñas //

Página 11

representadas por la expresión general $\pi d\phi$.

La manera de obtener esa suma consiste, como es sabido, en tomar la integral de $\pi d\phi$ entre los límites apropiados, así

$$f = \int \pi d\phi$$

Las relaciones

$$\phi = N \frac{267 + \theta}{\pi} \quad (4) \quad \text{y} \quad \theta = aL\pi + b \quad (5)$$

obtenidas anteriormente, nos suministran los medios para efectuar esta integración.

Mediante un cambio de variables, podemos transformar la cantidad $\int \pi d\phi$ en

$$\pi\phi - \int \phi d\pi$$

de modo que

$$\int \pi d\phi = \pi\phi - \int \phi d\pi$$

Reemplazando ϕ en el segundo miembro por su valor obtenido en la ecuación (4)

$$\int \pi d\phi = N(267 + \theta) - N \int (267 + \theta) \frac{d\pi}{\pi} \quad (8)$$

Diferenciando la ecuación (5)

$$d\theta = a \frac{d\pi}{\pi} \quad \text{de donde} \quad \frac{d\pi}{\pi} = \frac{1}{a} d\theta$$

Si en la ecuación (8) reemplazamos $d\pi/\pi$ por su valor $d\theta/a$

$$\int \pi d\phi = N(267 + \theta) - \frac{N}{a} \int (267 + \theta) d\theta$$

Efectuando la integración, que no ofrece dificultad, resulta //

Página 12

$$\int \pi d\phi = N(267 + \theta) - \frac{N}{a} \left(267\theta + \frac{\theta^2}{2} \right) + C$$

C es la constante arbitraria resultante de una integración indefinida, Recordemos que al inicio de la relajación, el vapor está sometido a la presión p y a la temperatura t . En ese instante, no se ha producido ninguna potencia, por lo que $\int \pi d\phi = 0$ y, sustituyendo θ por t ,

$$N(267 + t) - \frac{N}{a} \left(267t + \frac{t^2}{2} \right) + C = 0$$

y, como $\int \pi d\phi$ toma el valor f cuando la expansión ha concluido, y en ese estado la temperatura es t' y la presión es p'

$$N(267 + t') - \frac{N}{a} \left(267t' + \frac{t'^2}{2} \right) + C = f$$

al restar de esta ecuación la precedente, la constante C desaparece y obtenemos

$$f = \frac{N}{a} [267(t - t')] + \left(\frac{t^2 - t'^2}{2} \right) - N(t - t')$$

y, sustituyendo a por su valor encontrado precedentemente, ecuación (6),

$$a = \frac{t - t'}{Lp - lp'}$$

$$f = NL \frac{p}{p'} \left(267 + \frac{t - t'}{2} \right) - N(t - t') \quad (9)$$

En fin, para pasar de logaritmos naturales a logaritmos decimales, las Tablas introducen como factor el módulo 2,30. Reemplazando $L \frac{p}{p'}$ por $2,30 \text{ Log } \frac{p}{p'}$, la ecuación (9) toma la forma

$$f = 2,30N \text{Log } \frac{p}{p'} \left(267 + \frac{t - t'}{2} \right) - N(t - t') \quad (10)$$

De esta manera, estamos provistos de una expresión muy simple para el valor de f , expresión en la cual sólo encontramos las temperaturas y presiones iniciales y finales que suponemos conocidas.

La ecuación (10) es inmediatamente aplicable para los casos en los que la diferencia $t - t'$ no sobrepase los $10^\circ - 15^\circ$, pues la relación (5) es suficientemente exacta. Si la diferencia $t - t'$ sobrepasa los 15° deberán elegirse varias temperaturas intermedias, t_1, t_2, t_3 , etc., que estén espaciadas entre sí, menos de 15° y se calcularán separadamente los valores de f por medio de la fórmula (10) //

Página 14

la potencia motriz desarrollada por las expansiones parciales de t a t_1 , de t_1 a t_2 , etc. La suma de los valores así obtenidos dará la potencia motriz debida a la expansión total.

Al efectuar los cálculos para diferencias $t - t'$ considerables, hasta alcanzar los 100° , se percibirá que, pese a la proximidad de las temperaturas t, t_1, t_2, \dots , entre ellas, el valor obtenido para la potencia total difiere muy poco del que se obtendría por la sustitución inmediata de los valores de t, t', p, p' en la ecuación (10). Jamás la diferencia excederá de $1/40$. De esta manera, una sola aplicación de la fórmula (10) alcanza en todos los casos en los que no se exige una rigurosa exactitud, por ejemplo, en todos los casos prácticos donde la indeterminación de las observaciones puede conducir a diferencias superiores a $1/40$. //

Página 15

No tendremos que ocuparnos de que la búsqueda de la cantidad i' de potencia motriz necesaria para comprimir en el condensador el vapor que queda en el cilindro después de que se ha establecido la conexión entre las dos capacidades.

Llamaremos p'' a la presión que existe en el condensador, presión correspondiente a la temperatura t'' a la cual se efectúa la condensación.

De acuerdo con las designaciones precedentes, al momento en que el vapor termina su curso y está a punto de abrir la comunicación con el condensador, tiene una temperatura t' y ejerce una presión p' . Si el vapor hubiese salido inmediatamente de la caldera con esa presión, hubiese generado — como se puede asegurar por un razonamiento similar al que nos condujo a la ecuación (3), — una cantidad de potencia igual a

$$N(267 + t')$$

Si la presión en el condensador fuera p' , la potencia necesaria para comprimir el vapor sería, evidentemente, igual a esa misma cantidad, $N(267 + t')$. Pero la presión en el condensador //

Página 16

es, solamente, p'' : por lo tanto, la cantidad de potencia necesaria se reduce en la relación de p'' a p' , de modo que:

$$i' = N \frac{p''}{p'} (267 + t') \quad (11)$$

Hemos evaluado sucesivamente los tres términos que forman el valor de

$$F = i + f - i'$$

Hemos encontrado

$$i = N(267 + t);$$

$$f = NL \frac{p}{p'} \left(267 + \frac{t - t'}{2} \right) - N(t - t')$$

$$i' = N \frac{p''}{p'} (267 + t')$$

En consecuencia, la potencia motriz total que desarrolla un kilogramo de vapor formado a la presión p , expandido hasta la presión p' y condensado bajo la presión p'' , tiene por valor

$$F = N \left[(267 + t) + L \frac{p}{p'} \left(267 + \frac{t + t'}{2} \right) - (t - t') - \frac{p''}{p'} (267 + t') \right]$$

$$F = N \left[(267 + t) + L \frac{p}{p'} \left(267 + \frac{t + t'}{2} \right) - (t - t') - \frac{p''}{p'} (267 + t') \right] \quad (12)$$

Este valor se simplifica bastante si se supone que $p' = p''$, es decir, cada vez que se supone que la presión que el vapor adquiere, por el sólo efecto de su dilatación mecánica, al entrar al condensador es igual a la presión en el condensador y el vapor está a la misma temperatura que el condensador. En este caso, el vapor produce el mayor efecto posible, dada la temperatura a la que se origina y la temperatura a la que se licua.

Si en la ecuación (12) suponemos $p'' = p'$ se simplifica dando

$$F = NL \frac{p}{p'} \left(267 + \frac{t + t'}{2} \right) \quad (13)$$

Pasando de logaritmos naturales a logaritmos decimales y tomando el valor numérico de $N = 48,2$

$$F = 110,8 \text{ Log} \frac{p}{p'} \left(267 + \frac{t + t'}{2} \right) \quad (14)$$

Esta fórmula es simple y de fácil aplicación. Supongamos, por ejemplo, que $t = 100^\circ$ y $t' = 10^\circ$

La Tabla de presiones (*Physique* de Biot, T. 1. pág. 531) suministra los valores de p y p' , expresados en milímetros de mercurio (aquí, la unidad de presión es indiferente porque se trata de una relación)

$$p = 760; \quad p' = 9,47 \quad //$$

Página 18

de donde

$$\text{Log} \frac{p}{p'} = 1,90$$

Estos valores, sustituidos en la ecuación (14) dan

$$F = 110,8 \times 1,90 \times 317 = 66728,5$$

O, suprimiendo las cuatro últimas cifras, ya que no tienen suficiente exactitud

$$F = 66000 \text{ Dynamos.}$$

Es decir, que un kilogramo de vapor formado a 100° y condensado a 10° es capaz de elevar 66000 kilogramos a la altura de 1 metro. //

Página 19

Hemos supuesto que antes de hacer uso de nuestras fórmulas, conocíamos inmediatamente las cantidades t , t' , t'' , p , p' , p'' . Si quisiéramos aplicar esas fórmulas a máquinas térmicas dadas, será fácil observar la temperatura t , que es la de la caldera y la temperatura t'' , que es la del condensador o la del agua que se escapa. Mediante la Tabla de presiones se encontrarán fácilmente las presiones p y p'' correspondientes a las temperaturas t y t'' . En cuanto a la temperatura t' y a la presión p' del vapor que viene de sufrir el efecto de la expansión, serán difíciles de medir inmediatamente. Pero, al menos, debemos conocer por la disposición de la máquina, el punto al cual cesa la introducción de vapor en el cilindro, por lo que es posible determinar la relación v/v' entre los volúmenes del vapor, antes y después de la expansión. El volumen v está dado por la ecuación (2)

$$v = N \frac{267 + t}{p}$$

Página 20

Deducimos v' por medio de la relación conocida v/v'

La Tabla de Dalton, tal como se encuentra generalmente en los tratados de Física, sólo da los resultados de la presión de vapor de agua a diversos grados termométricos, pero es útil para relacionarla con la tabla de volúmenes ocupados por un kilogramo de vapor a cada grado y a cada presión.

El cálculo puede realizarse fácilmente mediante la ecuación (2) dada más arriba. Al buscar en la Tabla de volúmenes aparecerá la cantidad v' y los valores correspondientes de t' y p' caerán inmediatamente ante nuestros ojos.

La presión p'' ejercida en el condensador (o la temperatura correspondiente t'') es uno de los datos necesarios para el uso de nuestras fórmulas. En aquellas máquinas que carecen de condensador y donde el vapor es expulsado a la atmósfera, se deberá considerar a la presión p'' como igual a la presión atmosférica. //

Página 21

En el curso de nuestra investigación, hemos supuesto que el vapor actúa en un cilindro munido de un pistón. Pero lo hemos hecho sólo para precisar el lenguaje. Los razonamientos se aplican de la misma manera a toda capacidad extensible, cualesquiera sean sus formas y las naturalezas de sus paredes o límites móviles. Esto incluye a todos los aparatos en los que el vapor puede ejercer el efecto de su expansión.

FIN

**ASOCIACIÓN
QUÍMICA
ARGENTINA**



Nicolas-Leonard Sadi Carnot (1796 -1832) fue un ingeniero militar que desarrolló una teoría acerca del funcionamiento de las máquinas térmicas y de la manera de optimizar su rendimiento. Explicó que, en las máquinas a vapor, la producción de la potencia motriz se debe, no a un consumo real de calor, sino a su transporte de un cuerpo caliente a un cuerpo frío. La mayoría de las máquinas térmicas de su época operaban con vapor de agua, pero él demostró que esas máquinas podían obtener el mismo rendimiento si operasen con cualquier material, por ejemplo, con gases permanentes como el aire. Concluyó que la condición necesaria para obtener el máximo rendimiento es *"que no ocurra en los cuerpos empleados para producir la potencia motriz del calor ningún cambio de temperatura que no sea debido a un cambio en el volumen"* y estableció que ese rendimiento máximo se podía lograr si la máquina pudiese operar reversiblemente. Ese rendimiento máximo no dependería del diseño de la máquina reversible ni de la naturaleza del material que se expande o comprime en ella, sino de las temperaturas máxima y mínima que se verifican en cada ciclo. En 1824, publicó sus ideas bajo el título *"Reflexiones sobre la potencia motriz del fuego"*. Esta obra sirvió de base para los trabajos de William Thomson (luego Lord Kelvin) y Rudolf Clausius, considerados los Padres de la Termodinámica, disciplina que estudia aquellos sistemas que intercambian calor y/o trabajo con el medio que los rodean. Sin embargo, durante el desarrollo de esta disciplina, no se consideró a Carnot como uno de sus fundadores. Eso se debió a que en su libro, Carnot consideraba al calor (llamado "calórico", en aquella época) como un fluido indestructible — por lo que nunca se podía transformar en trabajo. Carnot falleció víctima de una epidemia de cólera asiática. Para evitar posibles contagios, todas sus ropas, enseres y papeles fueron quemados. Recién en 1878, fueron encontradas, en la biblioteca de su padre, unas notas donde él llegaba a la conclusión de que el calor no era un fluido indestructible sino una expresión del movimiento de los cuerpos y que el calor podría convertirse en trabajo.



Miguel Katz, además de ser Profesor en Química y Licenciado en la Enseñanza de la Química, es Doctor en Epistemología e Historia de la Ciencia. A lo largo de su extensa carrera ha sido docente de Historia de la Ciencia en varias instituciones argentinas, así como en el Instituto Superior del Profesorado "Dr. J. V. González", donde alternó su pasión por esta disciplina con el dictado de cursos de Mecánica Cuántica y Termodinámica. Ha sido Consultor del Programa de las Naciones Unidas para el Desarrollo, en temas de su especialidad y ha escrito numerosos trabajos sobre distintos aspectos de la Química.

ISBN 978-987-99428-9-5



9 789879 942895