REVISTA DIGITAL INNOVACIÓN Y EXPERIENCIAS EDUCATIVAS

ISSN 1988-6047 DEP. LEGAL: GR 2922/2007 Nº 32 JULIO DE 2010

"DETERMINACIÓN DEL COEFICIENTE ADIABÁTICO DEL AIRE MEDIANTE MÉTODO ACÚSTICO"

AUTORÍA **MARÍA FRANCISCA OJEDA EGEA**
TEMÁTICA **TERMODINAMICA, GASES IDEALES, COEFICIENTE ADIABÁTICO, CALOR ESPECÍFICO, ONDAS, SONIDO**
ETAPA **BACHILLERATO**

Resumen

Una propiedad de los gases ideales es que sus capacidades caloríficas a presión y a volumen constante dependen únicamente del número de átomos que forman sus moléculas. El coeficiente adiabático γ es el cociente entre dichos calores y depende de los mismos factores. El aire es una mezcla de gases que contiene en su mayor parte moléculas diatómicas (nitrógeno y oxígeno). Se va a determinar experimentalmente este coeficiente para el aire y compararse con el resultado teórico ideal.

Palabras clave

Experiencia Termodinámica, comportamiento de los gases ideales, coeficiente adiabático, método acústico, ondas, sonido, ondas estacionarias.

1. INTRODUCCIÓN

La razón de las capacidades caloríficas a presión constante y volumen constante c_p/c_v recibe la denominación de coeficiente adiabático y se denota con la letra griega gamma minúscula γ . Vamos a determinar experimentalmente el coeficiente adiabático de una mezcla de gases, como es el aire. El aire es una mezcla de nitrógeno, oxígeno, gases nobles, dióxido de carbono, vapor de agua y polvo en suspensión en distintas proporciones. Los componentes predominantes son el nitrógeno N_2 con el 78% y el oxígeno O_2 con el 21%, por lo que cabe esperar que nos resulte un coeficiente adiabático bastante próximo al que tienen los gases biatómicos. Los gases biatómicos ideales tienen un coeficiente adiabático de 7/5.

El procedimiento para la medida experimental del coeficiente adiabático usará las ondas sonoras y su propagación longitudinal, pues existe una relación cuantitativa entre el coeficiente adiabático γ y la velocidad de propagación del sonido, obtenida a partir de los principios de la mecánica newtoniana.

ISSN 1988-6047 DEP. LEGAL: GR 2922/2007 Nº 32 JULIO DE 2010

La velocidad del sonido se medirá experimentalmente produciendo ondas sonoras en un tubo de Kund y consiguiendo que se produzca resonancia:

En un extremo se genera una onda sonora mediante un altavoz, que se reflejará en el extremo opuesto. Las ondas incidente y reflejada se superponen, produciéndose un fenómeno de interferencia. Variando la frecuencia, encontramos valores de la misma que hacen que la onda resultante sea una onda estacionaria con nodos, puntos que no vibran, en los extremos. Entre dos nodos, se tiene un máximo de intensidad sonora, pues la amplitud de la onda estacionaria resultante es la suma de las amplitudes de las ondas que se superponen.

Cuando hemos encontrado una frecuencia que permite la formación de una onda de estas características se dice que hemos logrado que se produzca resonancia. Cada una de las frecuencias para las que esto ocurre se llama frecuencia natural de vibración. Para el caso de un tubo con los extremos cerrados, existe una relación entre la longitud de las ondas estacionarias que se pueden formar y la longitud del tubo, por lo que también se tiene una relación para la frecuencia, que además depende de la velocidad de la onda.

Empíricamente podemos encontrar las frecuencias fundamentales por la intensificación del sonido cuando logremos resonancia y, conociendo la longitud del tubo, podemos determinar la velocidad del sonido. Visualizaremos la propagación de la onda mediante un osciloscopio.

El procedimiento, comprende, por tanto el campo de la Termodinámica y de la Mecánica de Ondas.

2. FUNDAMENTO.

Las ondas sonoras son ondas mecánicas longitudinales, ya que las partículas materiales que constituyen el medio oscilan en la misma dirección en que se propaga el sonido. La perturbación que se propaga en el sonido es la compresión/descompresión de las partículas del medio, consecuencia de la perturbación producida en el foco. Así, podemos decir que la perturbación que se propaga en el sonido es la presión.

Podemos analizar la producción de una onda de presión, como es el sonido, tanto desde el punto de vista mecánico como sus implicaciones termodinámicas. Consideremos un tubo con un émbolo en su extremo que se hace oscilar, como tenemos en la figura inferior:

-Si en el tubo hay un fluido compresible, como es el aire, y suponemos que las líneas verticales dividen el fluido en láminas delgadas de la misma masa de gas, en los lugares en que las líneas están más próximas la presión y la densidad son mayores que en las regiones no alteradas por la acción del émbolo, y recíprocamente. Consideraremos el gas como un medio continuo formado por partículas que están moviéndose continuamente.

-Imaginemos que se obliga al émbolo a moverse hacia derecha e izquierda en la dirección del tubo. Cuando el émbolo avanza se produce una compresión en el gas que tiene delante, aumentando la densidad y la presión del mismo. Al retirar el émbolo, la presión y la densidad del gas que se hallan junto al mismo disminuyen por debajo de los valores que tenía el gas antes de perturbarse. De este modo conseguimos que por el tubo avance sucesivamente un pulso de compresión y otro de

ISSN 1988-6047 DEP. LEGAL: GR 2922/2007 Nº 32 JULIO DE 2010

enrarecimiento con una cierta velocidad v_{onda} (velocidad de propagación de la perturbación), por lo que podemos decir que está propagándose una onda de presión longitudinal, que es el mismo tipo de perturbación que el sonido.

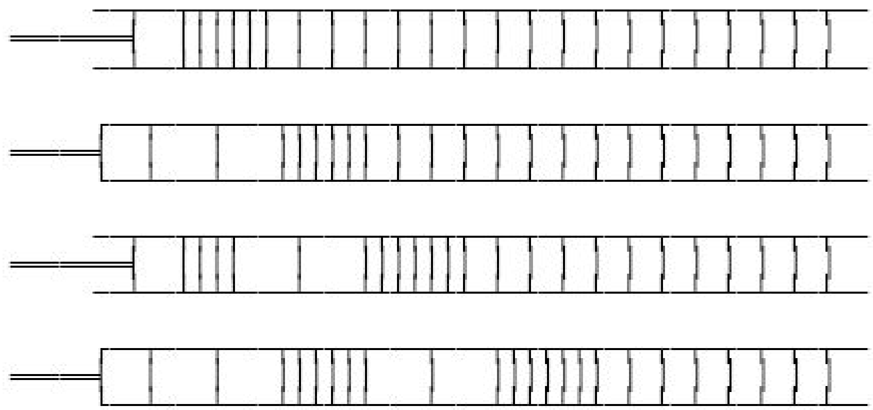


Figura 1. Producción de una onda sonora generadas en un tubo por un émbolo que oscila.

-La compresión de un gas produce un aumento de su temperatura, a no ser que el calor sea eliminado por algún procedimiento. Cuando avanza la onda longitudinal a través del gas, las regiones que en un determinado instante están comprimidas están también ligeramente más calientes que las enrarecidas. La cantidad de calor conducida por unidad de tiempo y unidad de superficie, es directamente proporcional a la conductividad térmica y a la diferencia de temperaturas, e inversamente proporcional a la distancia entre una zona comprimida y una zona enrarecida distinta, que sería media longitud de onda ($\lambda/2$).

-Para las frecuencias ordinarias (20 a 20000 Hz para las ondas audibles) y aun para los mejores conductores conocidos, la longitud de onda es demasiado grande y la conductividad térmica demasiado pequeña para que pueda tener lugar una propagación de calor en cantidad apreciable. Por consiguiente, las compresiones y enrarecimientos son adiabáticos: no se intercambia calor. Además dado que las variaciones de presión son muy pequeñas, podremos considerar los procesos reversibles.

Puede demostrarse que la velocidad propagación de la perturbación producida depende de las variaciones de volumen ΔV y de presión ΔP generados al oscilar el émbolo y de la densidad del medio material sin comprimir ρ:

$$v_{onda} = \sqrt{\frac{-V\Delta P}{\rho\ \Delta V}} = \sqrt{\frac{-1}{\rho\ \Delta V/V\Delta P}}$$

que se puede escribir en función del coeficiente de compresibilidad adiabático κ_S

ISSN 1988-6047 DEP. LEGAL: GR 2922/2007 Nº 32 JULIO DE 2010

$$\kappa_s = -\frac{1}{V}\frac{\Delta V}{\Delta P}$$

Para un gas ideal, al ser el proceso adiabático, podemos escribir:

$$\frac{dP}{P} = -\frac{C_p}{C_v}\frac{dV}{V} = -\gamma\frac{dV}{V}$$

donde γ es el coeficiente adiabático del material, igual al cociente de la capacidad calorífica a presión constante C_p y la capacidad calorífica a volumen constante C_V. Así:

$$\kappa_s = -\frac{1}{V}\frac{\Delta V}{\Delta P} = \frac{1}{\gamma P}$$

y la velocidad del sonido queda en función de la densidad ρ, la presión P y el coeficiente adiabático γ:

$$v_{onda} = \sqrt{\frac{-1}{\rho\ \Delta V/V\Delta P}} = \sqrt{\frac{\gamma\ P}{\rho}}$$

La densidad se pueve determinar como el cociente entre la masa molar M_m y el volumen molar v_m:

$$\rho = \frac{M_m}{v_m}$$

y el volumen molar se puede tener para un gas supuesto ideal:

$$PV=nRT \quad \Rightarrow \quad Pv_m=RT \quad \Rightarrow \quad v_m=RT/P$$

Con lo que la velocidad de la onda producida en un gas ideal es, finalmente:

$$v_{onda} = \sqrt{\frac{\gamma\ P}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma\ Pv_m}{M}} = \sqrt{\frac{\gamma\ PRT}{MP}} = \sqrt{\frac{\gamma\ RT}{M}}$$

El aire, teniendo en cuenta la abundancia relativa de los distintos gases que lo contiene indicada al comienzo del artículo, tiene una masa molar M = 28.96 g/mol= $28.96\cdot10^{-3}$ kg/mol. R es la constante universal de los gases ideales, que en el sistema internacional tiene el valor R= 8.31 $J\cdot mol^{-1}\cdot K^{-1}$.

Así, sabiendo el valor de estas constantes, midiendo la velocidad del sonido a una temperatura determinada podremos determinar el coeficiente adiabático.

$$\boxed{\gamma = \frac{v_{sonido}^2 M}{RT}}$$

ISSN 1988-6047 DEP. LEGAL: GR 2922/2007 Nº 32 JULIO DE 2010

3. PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL.

Una vez obtenida teóricamente una ecuación para el cálculo del coeficiente adiabático, supuesto que el aire es un gas ideal, la dificultad práctica de nuestro objetivo es medir experimentalmente la velocidad del sonido.

Para medir la velocidad de propagación del sonido con precisión creamos un régimen estacionario de ondas en un tubo de metacrilato de 1 m. de longitud y 10 cm. de diámetro:

Si se emite la onda sonora desde un extremo del tubo se reflejará en la pared contraria y tendremos ondas sonoras transmitiéndose en los dos sentidos. Sus posibles ecuaciones de ondas serían

Onda incidente: $Y_1(x,t)=A\ \text{sen}(\omega t-kx)$ Onda reflejada: $Y_2(x,t)=A\ \text{sen}(\omega t+kx)$

Donde A es la amplitud de la onda incidente, ω la pulsación relacionada con la frecuencia "f" de la onda ($\omega=2\pi f$) que es la misma para ambas ondas, k el número de ondas relacionado con la longitud de onda "λ" ($k=2\pi/\lambda$) que también es la misma. El signo diferente alude al diferente sentido de propagación.

Ambas ondas se encuentran en la misma zona del espacio, por lo que interfieren y se produce una superposición de los efectos. Las ondas se cruzan y en cada punto se cumple que la perturbación es la suma de las perturbaciones producidas por cada onda si se propagara sola:

$$Y(x,t)= Y_1(x,t) + Y_2(x,t)$$

Como consecuencia se produce, en principio, mezcla confusa que podemos visualizar gracias al osciloscopio. La confusión procede de las nuevas múltiples reflexiones que se producen a continuación en las paredes del tubo. Para frecuencias determinadas, las dos ondas interferirán de tal modo que se producirá una onda estacionaria en la que en los extremos del tubo no hay vibración, y en la que se producirá una intensificación del sonido. Diremos que se ha producido resonancia.

Se llama onda estacionaria porque aparentemente no se mueve. La ecuación de onda consecuencia de la interferencia es, cuando se produce que en los extremos los puntos no vibran:

$$Y(x,t)= Y_1(x,t) + Y_2(x,t)= 2A\ \text{sen}\ kx \cos \omega t$$

Así, cada punto, a una distancia x del foco, describe un movimiento armónico simple con una amplitud diferente. Así:

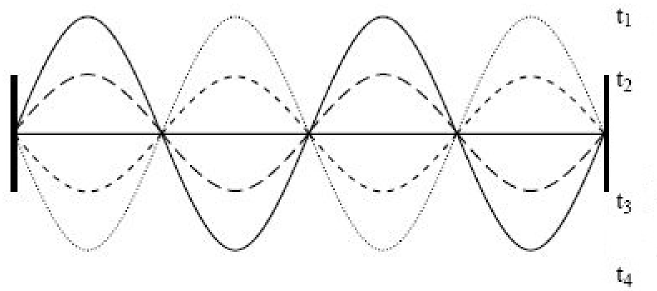
-Hay puntos con posición fija, para los que sen(kx)= ±1, por lo que vibran con una amplitud 2A, mayor que la de las ondas que interfirieron. En dichos puntos se produce interferencia constructiva y en ellos se dice que hay un vientre. Las posiciones de los vientres, teniendo en cuenta la condición sen(kx)= ±1 es donde:

VIENTRES: $kx=(2n+1)\pi/2$, con $n=0,1,2,3\ldots \Rightarrow (2\pi/\lambda)\cdot x=(2n+1)\pi/2 \Rightarrow x= (2n+1)\lambda/4$, con $n=0,1,2,3\ldots$

-Ahí otros puntos fijos que cumplen que la amplitud es nula, pues su posición es tal que en cualquier momento sen(kx)=0. Estos puntos no vibran. En ellos la interferencia es destructiva y se dice que en ellos hay un nodo. Las posiciones de los nodos, teniendo en cuenta la condición sen(kx)= 0 será donde:

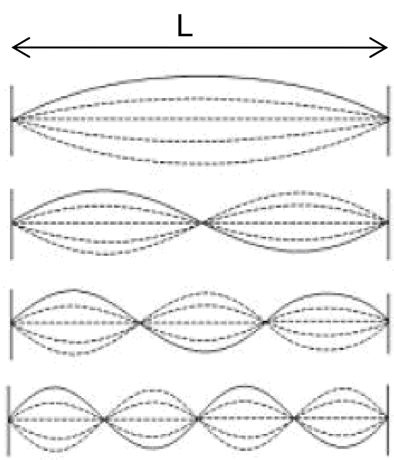
NODOS: $kx=n\pi$, con $n=0,1,2,3\ldots \Rightarrow (2\pi/\lambda)\cdot x=n\pi \Rightarrow x= n\lambda/2$, con $n=0,1,2,3\ldots$

ISSN 1988-6047 DEP. LEGAL: GR 2922/2007 **Nº 32 JULIO DE 2010**



Por tanto, cuando se forman ondas estacionarias, la distancia entre dos nodos consecutivos es siempre media longitud de onda $\lambda/2$.

Las ondas estacionarias se forman a más de una frecuencia. Las frecuencias a las que se producen las ondas estacionarias se llaman frecuencias naturales o frecuencias de resonancia. Las cuatro primeras ondas estacionarias que se formarían las podemos visualizar para el caso de una cuerda con los extremos fijos serían como en la figura inferior:



Primer armónico o fundamental

Segundo armónico

Tercer armónico

Cuarto armónico

Para todas ellas, la velocidad de propagación de la onda es la misma, por lo que tendrán longitud de onda diferentes λ_n. Las longitudes de onda de las ondas estacionarias que se formarán cumplirán una relación con la longitud del tubo fácilmente deducible del dibujo anterior: de saber que tenemos nodos en los extremos y que la distancia entre dos nodos consecutivos es media longitud de onda:

$$L= n\ \lambda_n/2 \text{ con } n=1,2,3,\dots$$

donde el entero n representa el número del armónico, n=1 para el primer armónico o vibración fundamental, n=2 corresponde al segundo armónico y así sucesivamente. El número de armónico coincide con el número de vientres que tiene la onda estacionaria.

Podemos decir que las ondas estacionarias que se forman cumplen que la longitud del tubo es un número entero de su media longitud de onda. Como la longitud de onda está relacionada con la velocidad de la onda y su frecuencia, las frecuencias fundamentales tienen la siguiente relación con la longitud del tubo:

ISSN 1988-6047 DEP. LEGAL: GR 2922/2007 Nº 32 JULIO DE 2010

$f=v_{onda}/\lambda \Rightarrow$ frecuencias fundamentales $f_n=v_{onda}/\lambda_n=v_{onda}/(2L/n)= n\, v_{onda}/2L$ con n=1,2,3…

$$\boxed{f_n = n\frac{v_{sonido}}{2L} \text{ con } n=1,2,3...}$$

La vibración la buscaremos en la pantalla del osciloscopio de manera que coincida con la vibración en resonancia de una cuerda con los extremos fijos, es decir con un nodo en cada extremo.

La medida de las frecuencias se hará variando lentamente la señal y anotando aquellas frecuencias que produzcan un máximo en la señal que se observa en el osciloscopio y que dará un máximo de intensidad fácilmente audible. La condición de contorno, nodos en los extremos, se logra ajustando convenientemente el eje horizontal del osciloscopio y el armónico de que se trata se obtiene contando el número de vientres.

A partir de una representación gráfica de la frecuencia de los armónicos frente al número de armónico, que es una recta teórica, podremos determinar la velocidad del sonido usando el método de los mínimos cuadrados, pues la pendiente “b” de la recta que habrá que determinar es precisamente $v_{sonido}/2L$

4. MEDIDAS EXPERIMENTALES Y CÁLCULO DE ERRORES.

4.1. Medidas de las frecuencias fundamentales:

Las mediciones instrumentales sólo son para la frecuencia, mediante un frecuencímetro. Para cada armónico encontrado detectamos su número de armónico “n” contando el número de vientres que tiene. Se realizaron tres medidas de la frecuencia obteniéndose el mismo valor. El error de la frecuencia no es siempre el mismo. Sólo se ha encontrado del segundo armónico en adelante, desde n=2 a n=10.

n	f (Hz)
2	340 ± 20
3	550 ± 20
4	720 ± 20
5	900 ± 50
6	1050 ± 50
7	1250 ± 50
8	1400 ± 50
9	1600 ± 100
10	1800 ± 100

ISSN 1988-6047 DEP. LEGAL: GR 2922/2007 Nº 32 JULIO DE 2010

No hay manera de determinar un error para n, pues lo tomamos como exacto según lo conseguimos viendo el número de vientres o antinodos que se formaban en la onda.

4.2. Cálculo de la velocidad del sonido:

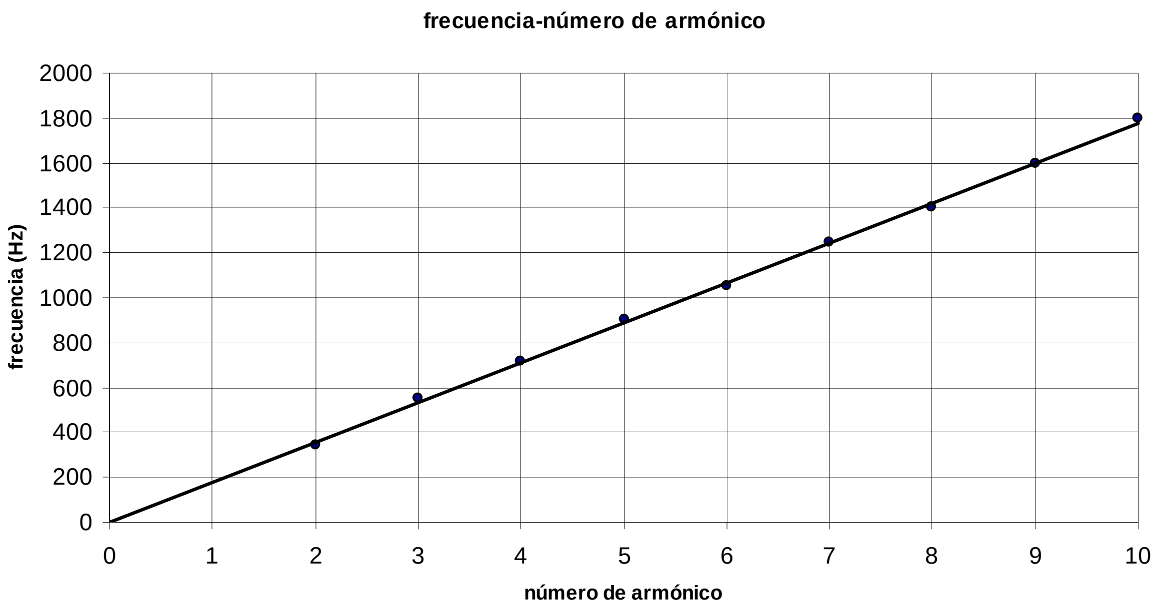
La función para calcular la velocidad del sonido conociendo las frecuencias de los armónicos es:

$$\boxed{f_n = n\frac{v_{sonido}}{2L}}$$

Representando la frecuencia frente al número de armónico se obtiene una recta de ecuación

$y = a + bx$ donde $y = f_n$ $x = n$ $b = c/2L$ $a = 0$

que pase por el origen (a=0) sería lo teórico y lo ideal si no hubiera errores, pero es de esperar que se desvíe un poco por exceso o por defecto.



Mediante regresión lineal, mediante el método de mínimos cuadrados, determinamos la ecuación de la recta que mejor se ajusta a las medidas experimentales. Mediante un programa informático obtenemos:

b= 178.333 ± 2.176 s^{-1} ..... b = 178.3 ± 2.2 s^{-1}

a= -2.2222 ± 14.2 s^{-1} ..... a = -2 ± 14 s^{-1}

r= 0.9989

ISSN 1988-6047 DEP. LEGAL: GR 2922/2007 Nº 32 JULIO DE 2010

La proximidad a la unidad del coeficiente de regresión lineal "r" nos dice que los datos se ajustan bastante bien a una línea recta, como esperábamos. Como pensábamos, la recta no va a pasar exactamente por el origen, aunque por muy poco.

Nos interesa la pendiente b =v_{sonido}/2L, pues v_{sonido} = 2bL.

$$b = 178.3 \pm 2.2 \ s^{-1}$$

$$L = 1.000 \pm 0.001 \ m$$

$$v_{sonido} = 2 \cdot 178.3 \cdot 1.000 = 356.6 \ m/s$$

El error cometido en la determinación de la velocidad del sonido se puede calcular con el método de logaritmos, pues la operación es un producto, lo que conduce a:

$$\frac{\Delta v_{sonido}}{v_{sonido}} = \frac{\Delta b}{b} + \frac{\Delta L}{L}$$

Sustituyendo se obtiene que:

$$\frac{\Delta v_{sonido}}{356.6} = \frac{2.2}{178.3} + \frac{0.001}{1.000}$$

$$\Delta v_{sonido} = 4.76 m/s \ .... \Delta v_{sonido} = 5 \ \ m/s$$

Por lo que el resultado final obtenido para la velocidad del sonido es:

$$\boxed{v_{sonido} = (357 \pm 5) \ \ m/s}$$

4.3. Cálculo del coeficiente adiabático:

El coeficiente adiabático se obtiene, simplemente, calculándolo de la ecuación que se demostró anteriormente:

$$\boxed{\gamma = \frac{v_{sonido}^2 M}{RT}}$$

Sólo tenemos que sustituir los valores de las magnitudes, sabiendo que la temperatura a la que se realizó el experimento fue de 21 ºC (294K). Los valores de la masa molar del aire M, teniendo en cuenta la abundancia relativa de los distintos gases que la componen es, según bibliografía M = 28.96 g/mol= $28.96 \cdot 10^{-3}$ kg/mol. R es la constante universal de los gases ideales, que en el sistema internacional, según bibliografía, tiene el valor R= 8.31 $J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$. No conocemos error con el que se conocen estas constantes. Para que dicho error no influya demasiado en el error del coeficiente adiabático, consideraremos que los errores de M y R sean las centésimas con las que se expresan, de modo que su error relativo sea inferior al error relativo cometido en las magnitudes medidas:

INNOVACIÓN Y EXPERIENCIAS EDUCATIVAS
REVISTA DIGITAL

ISSN 1988-6047 DEP. LEGAL: GR 2922/2007 Nº 32 JULIO DE 2010

v_{sonido} = (357 ± 5) m/s $E_{relativo}$= 1'40%

M = (28.96 ± 0.01)·10^{-3}g/mol $E_{relativo}$=0.034%

R = (8.31 ± 0.01) jul/mol·K $E_{relativo}$=0.12%

T = (294 ± 1) K $E_{relativo}$=0.34%

Calculamos el coeficiente adiabático:

$$\gamma = \frac{v^2_{sonido} M}{RT} = \frac{357^2 \cdot 28.96 \cdot 10^{-3}}{8.31 \cdot 294} = 1{,}510729..$$

El error del coeficiente adiabático se calcula teniendo en cuenta la propagación lineal de errores:

$$\Delta\gamma = \left|\frac{\partial\gamma}{\partial v_{sonido}}\right| \cdot \Delta v_{sonido} + \left|\frac{\partial\gamma}{\partial T}\right| \cdot \Delta T + \left|\frac{\partial\gamma}{\partial M}\right| \cdot \Delta M + \left|\frac{\partial\gamma}{\partial R}\right| \cdot \Delta R$$

$$\Delta\gamma = \left|\frac{2v_{sonido} M}{RT}\right| \cdot \Delta v_{sonido} + \left|-\frac{v^2_{sonido} M}{RT^2}\right| \cdot \Delta T + \left|\frac{v^2_{sonido}}{RT}\right| \cdot \Delta M + \left|-\frac{v^2_{sonido} M}{R^2 T}\right| \cdot \Delta R$$

Sustituyendo se obtiene que: $\Delta\gamma$= 0.0497955….. $\Delta\gamma$=0.05

El resultado final obtenido es:

$$\boxed{\gamma = 1{,}51 \pm 0.05}$$

Este resultado tiene un error relativo del 3.31%, que no es demasiado malo pero que no es muy bueno.

5. CONCLUSIONES.

Hemos obtenido un resultado experimental para el coeficiente adiabático con un error relativo pequeño a partir de la determinación de la velocidad del sonido, para la que se obtuvo también un pequeño error del 1.40%. Desde el punto de vista experimental hemos obtenido buenos resultados.

El valor del coeficiente adiabático teórico para el aire se puede obtener mediante el principio de equipartición de la energía. Este principio postula que la energía de una molécula en movimiento se reparte por igual entre los grados de libertad que la molécula posee.

Si f es el número de grados de libertad de las moléculas de un gas y este gas se supone que es ideal, puede demostrarse que.

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} = \frac{f+2}{2}$$

El número de grados de libertad depende del número de átomos que forman la molécula. Como el aire es una mezcla de gases predominantemente diatómica en un 99%, podemos estimar que su número de

ISSN 1988-6047 DEP. LEGAL: GR 2922/2007 Nº 32 JULIO DE 2010

grados de libertad es 5 despreciando los grados de libertad de vibración por no ser material sólido, por lo que el coeficiente adiabático del aire, supuesto gas ideal, es:

$$\gamma=7/5=1.4$$

Así, hemos obtenido un valor experimental próximo al teórico, no perfecto, con una desviación del 7.14% respecto al valor teórico.

Parte de las diferencias podría estar en los errores experimentales cometidos, que cuantitativamente son muy pequeños. Donde únicamente podría haber un error experimental relevante sería en la precisión de los instrumentos, que han podido hacer que no se obtengas un valor preciso de la velocidad del sonido. La realización de las medidas a penas ha proporcionado errores, por lo que se podría tratar como mucho error de resolución del osciloscopio.

Parte de las diferencias también pueden estar en la suposición de gas ideal para el aire, tanto en la obtención de coeficiente teórico como para obtener la expresión de la velocidad del sonido.

Por tanto, no podemos asegurar que ninguno de los dos sea el realmente válido, pues en el primer método, experimental, hemos ido cometiendo errores, y en el teórico también por las diversas suposiciones, con lo que nos hemos ido acercando a un caso ideal, que no es el que tenemos.

BIBLIOGRAFÍA.

-Tipler, P. (1998). *“Física”*. Barcelona: Reverte.

-Callen, H. (1981). *“Termodinámica”*. Madrid: AC.

-Giancolli, D. (1988). *”Física General”*. México: Prentince Hall Hispanoamericana.

-Çengel,Y. Boles, M.(2006) *”Termodinámica”*. México: Mac Graw-Hill.

-Zemansky, M., Dittman R. (1994) “Calor y termodinámica”. Madrid: Mac Graw-Hill.

-Manrique, J.A. (2001). *“Termodinámica”*. México: Oxford University.

-Russell, L. (1997). *“Termodinámica clásica”*. Buenos Aires: Addison Wesley Iberoamericana.

Autoría

- Nombre y Apellidos: María Francisca Ojeda Egea.
- Centro, localidad, provincia: IES Ángel Ganivet, Granada (Granada).
- E-mail: francisojedaegea@gmail.com