

Experimentos en el aula utilizando la tarjeta de sonido de una PC



Silvia E. Calderón¹, Pablo Núñez² y Salvador Gil³

¹Instituto Superior del Profesorado J.V. González. Ayacucho 632 –Buenos Aires

²Instituto de Industrias de la Universidad Nacional de Gral. Sarmiento, Buenos Aires;
Instituto San José de Morón, Buenos Aires.

³Universidad Nacional de San Martín, Campus Miguelete, M. de Irigoyen 3100,
San Martín (1650), San Martín, Buenos Aires.

E-mail: sgil@unsam.edu.ar

(Recibido el 17 de Noviembre de 2009; aceptado el 15 de Enero de 2010)

Resumen

En este trabajo se utiliza la tarjeta de sonido de una PC como sistema de adquisición de datos, para estudiar la propagación y reflexión de pulsos sonoros en tubos cilíndricos abiertos y semicerrados de distintas longitudes. El análisis de las fases de las señales reflejadas respecto de la onda incidente, permite estudiar la diferencia entre una reflexión en un extremo abierto o cerrado. Este es un aspecto crucial para comprender las condiciones de interferencia en ondas mecánicas y electromagnéticas. A partir de los tiempos de tránsito de los pulsos reflejados en los extremos de los tubos se obtiene la velocidad del sonido en el aire. El experimento es de muy bajo costo, se usan tubos de desagüe de PVC, un parlante y un micrófono conectados a sendas computadoras personales. El software utilizado para la toma de datos es de acceso libre.

Palabras clave: Reflexión del sonido, cambio de fases, experimentos de bajo costo, nuevas tecnologías (TICS).

Abstract

The sound card of a PC is used as a data acquisition system to study the characteristics of the propagation and reflection of sound pulses in open and closed cylindrical tubes of different lengths. From the analysis of the phases of the reflected pulses relative to the incident pulse it is possible to explore the difference between the reflection in open and closed ends. The physics that takes place at these points has important consequences in the interference condition in mechanical and electromagnetic waves. From the transit times of the reflected pulses, the speed of sound in air can easily be measured. The experiment is very low cost; it uses PVC drainage tubes, and a microphone and a speaker, each connected to a computer. The software used in the data acquisition is free shareware.

Keywords: Sound reflections, phase changes, low cost experiment, new technologies (ICT).

PACS: 7.05.-t, 01.50.H, 43.58.+z, 01.50.Lc, 01.50.My, 01.50.Pa

ISSN 1870-9095

I. INTRODUCCIÓN

En la física clásica hay esencialmente dos categorías de objetos en el universo: la materia y las ondas. La transmisión de energía de un punto a otro se puede hacer mediante el transporte de materia, o por la propagación de ondas [1, 2]. Un ejemplo del primer caso es la energía cinética asociada a una partícula o un cuerpo que se mueve. En cambio la energía asociada a un sonido que llega a nuestros oídos lo hace a través de vibraciones que se propagan en el aire, es decir, a través de ondas acústicas. Las ondas sonoras son un ejemplo particular de ondas mecánicas que se propagan en un medio elástico (un sólido, un líquido o un gas). Son vibraciones que ocasionan variaciones de presión o desplazamiento de las partículas del medio en que se propagan. En las ondas sonoras, los desplazamientos de las partículas tienen lugar

en la misma dirección de propagación de la onda, tratándose por tanto de ondas longitudinales.

La velocidad de propagación de una onda mecánica depende de la rigidez o compresibilidad del medio y de su densidad. En el caso de las ondas sonoras en un gas las variaciones de presión son tan rápidas que las compresiones y descompresiones pueden ser bien descritas por un proceso adiabático [1, 2]. Dentro de esta aproximación, la velocidad del sonido en un gas puede escribirse como [1, 4]:

$$c = \sqrt{\frac{\gamma \cdot R \cdot T}{M}}, \quad (1)$$

donde γ es el coeficiente adiabático del gas (igual al cociente de las capacidades caloríficas molares del gas a presión y volumen constantes), R es la constante universal

de los gases y T y M son la temperatura absoluta y la masa molecular del gas respectivamente.

Cuando una onda que viaja por un medio se encuentra con una frontera a partir de la cual las propiedades del medio (compresibilidad o densidad) cambian o, las restricciones geométricas que se imponen a la onda varían, las ondas parcialmente se transmiten y reflejan según las características de la interfase. La frontera puede ser la superficie de separación entre dos medios tal como aire y sólido o un líquido. Un cambio de restricción geométrica puede ser la finalización de un tubo con el extremo abierto o cerrado o bien un cambio de diámetro del tubo [1, 4].

En el caso de una onda unidimensional que se propaga a lo largo de un tubo uniforme, en la dirección positiva del eje x , como se ilustra en la figura 1, llamamos $y(x,t)$ a la función que describe el desplazamiento a lo largo del eje x de las partículas que están originalmente en el punto de coordenadas x en el instante t . De manera análoga, $p(x,t)$ designa la función que describe la variación de presión en el punto de coordenadas x en el instante t . Así, las ondas acústicas pueden describirse por medio de las ondas de desplazamiento $y(x,t)$ o por las ondas de presión, $p(x,t)$. Desde luego estas dos descripciones están relacionadas y son complementarias. En el Apéndice A se discute esta relación. De dicho análisis se desprende que las ondas sinusoidales de desplazamiento y presión presentan un desfase de $\pi/2$ entre sí.

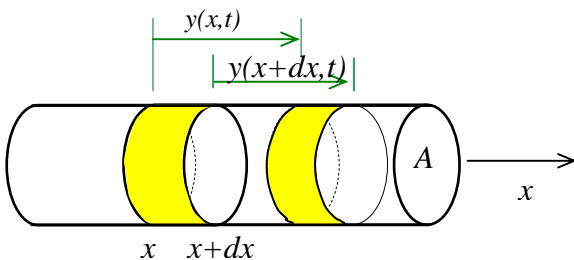


FIGURA 1. Volumen cilíndrico de un gas por el que pasa una onda sonora.

Una onda sonora que se propaga a través de un tubo, tendrá un nodo de presión en el *extremo abierto*, pues la presión del aire en esta zona tiende a la presión atmosférica o de equilibrio P_0 [4]. De esta forma, la reflexión de una onda acústica de presión en el extremo abierto de un tubo cilíndrico es similar a las reflexiones que tienen lugar en una cuerda que tiene un extremo fijo. Análogamente el *extremo cerrado* de un tubo tiene propiedades de reflexión equivalentes a la onda en una cuerda que tiene el extremo libre como se muestra en la figura 2 (ver Apéndice A).

Cuando se generan ondas de presión en un tubo con el extremo abierto, la presión del mismo no iguala a la presión atmosférica inmediatamente donde el tubo termina. De hecho, debido a que las ondas de presión emergen hacia el exterior del tubo, estos extremos son zonas de radiación por las que podemos escuchar los sonidos que viajan por el tubo. Tan pronto como una región de compresión o de expansión llega al extremo

Experimentos en el aula utilizando la tarjeta de sonido de una PC abierto, el aire puede expandirse hacia los costados, mientras que dentro del tubo, el aire está confinado en una sola dirección.

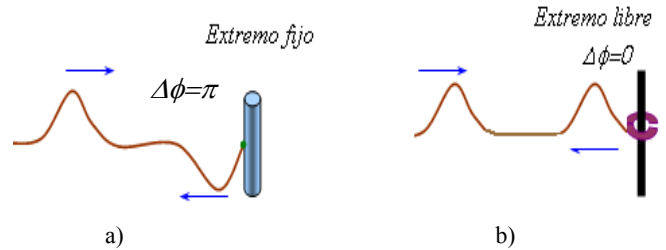


FIGURA 2. a) Cuando un pulso que se propaga en una cuerda se refleja en un extremo fijo (nodo), el pulso cambia de fase. b) Si el extremo es libre, el pulso reflejado tiene igual fase que el incidente.

En consecuencia, la compresión o expansión es rápidamente “aliviada” a medida que aumenta la distancia al extremo del tubo. Esta distancia es del orden de un radio del tubo y, a medida que nos alejamos del extremo del tubo, la presión tiende a la presión atmosférica [1, 4]. De este modo la longitud efectiva L_{ef} de un tubo con un extremo abierto es mayor que la longitud nominal L_0 del mismo. Empíricamente se encuentra que la longitud efectiva de un tubo con un extremo abierto es:

$$L_{ef} = L_0 + f \cdot d, \quad (2)$$

donde d es el diámetro del tubo y el coeficiente $f \approx 0.6$ [4].

A. Relaciones de fase en la reflexión

Como se mencionó anteriormente, un tubo con un extremo abierto presenta un nodo de presión en dicho punto, al igual que una cuerda que tiene un extremo fijo. La onda reflejada en este extremo presenta una diferencia de fase de $\Delta\phi = \pi$ respecto de la onda incidente, figura 2.a. Por el contrario, si el extremo del tubo está cerrado, la onda incidente y la reflejada están en fase, $\Delta\phi = 0$ como se ilustra en la figura 2.b [2, 4].

Si consideramos un tubo cilíndrico con ambos extremos A y B abiertos (figura 3), un pulso sonoro que se emite por uno de sus extremos (A) se reflejará en el otro (B) y será captado por el micrófono. La onda transmitida está siempre en fase con la incidente. Debido al nodo de presión en los extremos abiertos, la reflexión se produce con un cambio de fase, tal como se muestra en la figura 2.a. En referencia al arreglo experimental mostrado en la figura 3, el primer pulso que detecta el micrófono es el que le llega directamente desde el emisor, antes de entrar en el tubo. El siguiente pulso que detecta el micrófono, tiene una reflexión y por lo tanto está invertido. El tercer pulso que llega al micrófono, experimenta dos reflexiones más que el segundo, por lo tanto esta en fase con el segundo y en contrafase con el primero. Todos los pulsos siguientes, tiene el mismo comportamiento que el tercero. En otras palabras en un tubo abierto, todos los pulsos que siguen al

segundo tiene la misma fase que este. Dado que no toda la energía del pulso se refleja, los pulsos disminuyen en amplitud a medida que sufren más reflexiones.

Si el tubo es semicerrado, (cerrado en B y abierto en A) como el ilustrado en la figura 4, se espera un cambio de fase en A pero no en B. El primer pulso que detecta el micrófono es siempre el que le llega directamente desde el emisor, antes de entrar en el tubo. El siguiente pulso que detecta el micrófono, tiene una reflexión en el extremo

cerrado, por lo tanto está en fase con el primero. El tercer pulso que llega al micrófono, experimenta dos reflexiones más que el segundo, pero sólo una de ellas altera la fase, por lo tanto estará en contrafase respecto del segundo y el primero. Todos los pulsos siguientes, tiene el mismo comportamiento que el tercero, por lo tanto irán alternado su fase respecto del anterior.

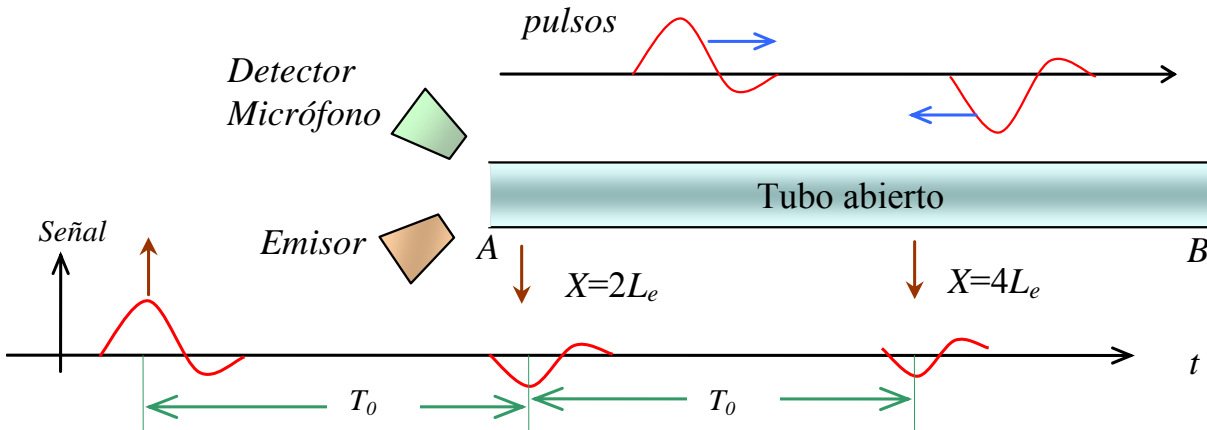


FIGURA 3. Esquema de un pulso sonoro que se propaga por un tubo abierto. En el panel superior se muestra esquemáticamente como se mueven los pulsos en el tubo. La inversión de los mismos, es consecuencia de la reflexión en los extremos abiertos. En el panel inferior se muestra como se observaría la señal en el micrófono como función del tiempo. El retardo de los pulsos está dado por el tiempo de viaje del pulso, $T_0=2L_e/c$.

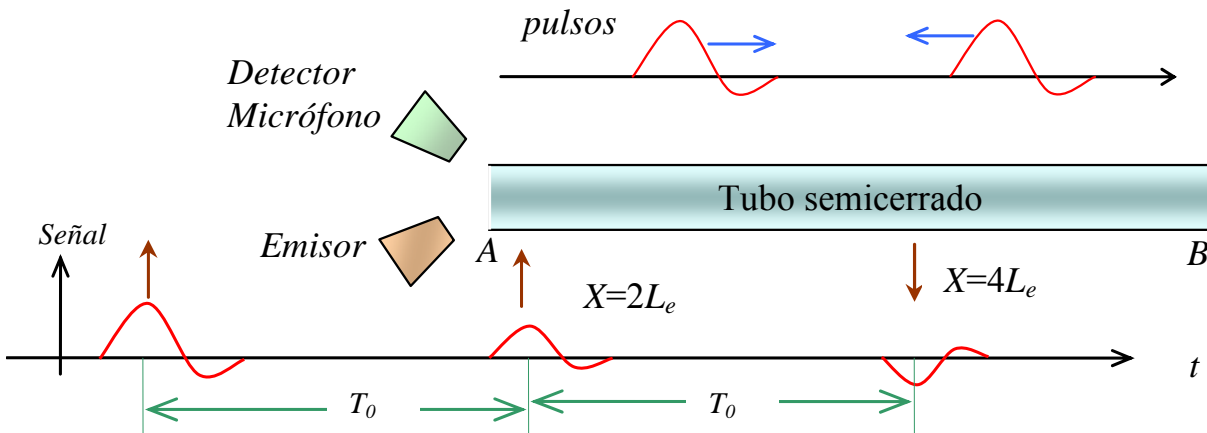


FIGURA 4. Esquema de un pulso sonoro que se propaga por un tubo semicerrado. En el panel superior se muestra esquemáticamente como se mueven los pulsos en el tubo, es consecuencia de la reflexión en los extremos abiertos. En el panel inferior se muestra como se observaría la señal en el micrófono como función del tiempo.

II. EXPERIMENTO

El método utilizado hace uso de un parlante o audífono (emisor), un micrófono (detector), un tubo de PVC de 5 cm (2") de diámetro y aproximadamente 2 m de longitud y dos computadoras. El programa utilizado para la adquisición de datos fue Audacity® [6] que es un software de uso libre, utilizable para cualquier finalidad personal, comercial o educativa. También se podría utilizar cualquier otro programa de adquisición de sonido.

Se conecta el micrófono (receptor) a una de las PC y el parlante o audífono (emisor) a la otra computadora. En la

computadora conectada al parlante, se genera la señal sonora utilizando el programa Audacity de la forma, frecuencia y duración deseada. En nuestro caso, utilizamos pulsos sinusoidales de 1500 Hz de $\Delta T=3$ ms de duración, como se ilustra en la figura 5. La idea es que el pulso tenga una duración que sea mucho menor que el tiempo de viaje del mismo a lo largo del tubo, así pueden verse las diferentes señales reflejadas bien separadas. Además, la elección de la forma de la señal permite distinguirla nítidamente pese al ruido electrónico que capta el micrófono conectada a la otra PC.

Con la PC conectada al micrófono, grabamos (digitalmente) el sonido emitido y sus reflexiones, usando el programa Audacity. La figura 6 ilustra el arreglo experimental usado.

Este arreglo experimental, utilizando dos computadoras puede simplificarse y utilizar sólo una conectada al micrófono. En este caso el pulso sonoro se puede generar golpeando dos maderas o haciendo un chasquido con los dedos. Con un poco de práctica es posible generar pulsos cortos y nítidos, sin embargo el emplear dos PC, permite tener una señal nítida fácilmente distinguible de posibles ruidos que pueda captar el micrófono.

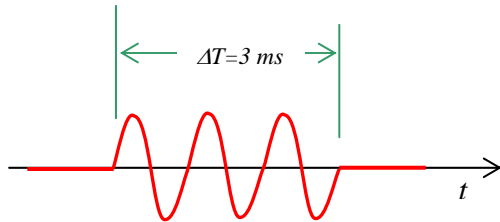


FIGURA 5. Muestra la señal que se emite en el extremo del tubo.

III. RESULTADOS

En las figuras 8 y 9 se muestran los pulsos incidentes y reflejados para tubos abiertos y semicerrados respectivamente. Las fases entre los pulsos reflejados se visualizan con facilidad y se ve claramente que las expectativas teóricas, referidas a los cambios de fases en la reflexión, se verifican en ambos casos.

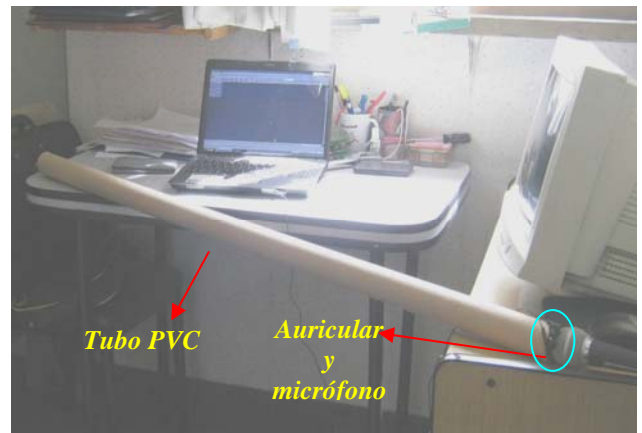


FIGURA 6. Esquema experimental. El micrófono está conectado a una PC y el auricular o parlante a la notebook. El tubo puede cerrarse en el extremo opuesto adonde se emite y graba la señal.

Por su parte, de las figuras 8, 9 y 10, se puede obtener los tiempos de tránsito de los pulsos reflejados 1, 2 y 3 veces. Estos tiempos de tránsito están asociados a distancias de viaje de los pulsos correspondientes a distancias $X=2L_e$, $X=4L_e$ y $X=6L_e$, respectivamente. Para determinar la velocidad del sonido se utilizaron tubos de diferente longitud. Para cada uno se midió la longitud del tubo efectiva (L_e) y se tomaron los instantes que el micrófono capta las sucesivas reflexiones del pulso original pues el software utilizado permite leer directamente dichos valores. Para un tubo de una dada longitud, se pueden visualizar entre 3 a 5 reflexiones. Con el objetivo de optimizar el análisis de los resultados se grabó la señal en formato *wav* y se procesaron en una planilla Excel,[®] para diferentes longitudes de tubos.

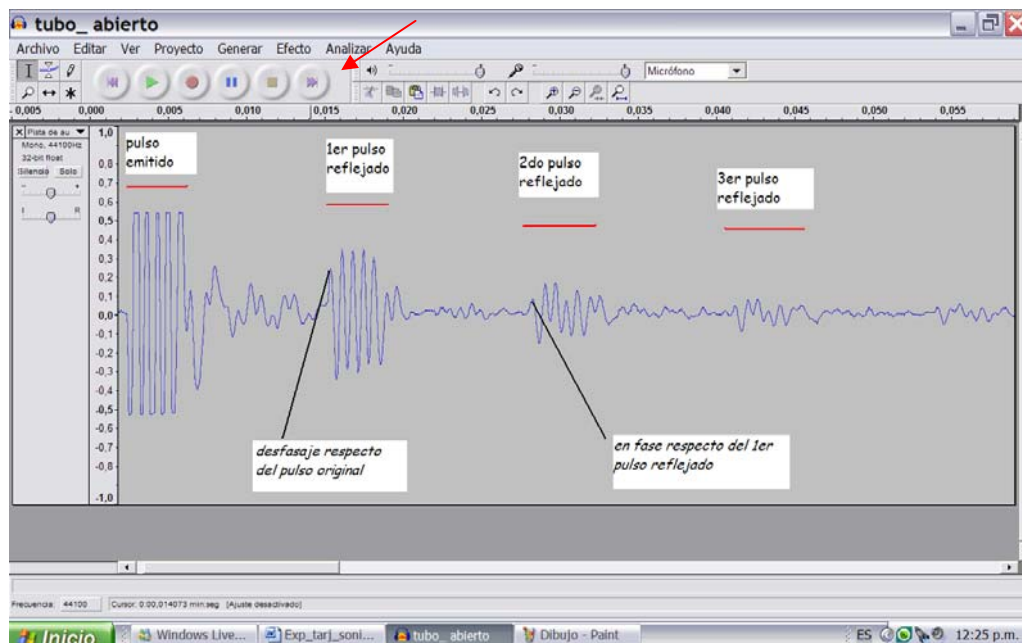


FIGURA 8. Se muestra el pulso emitido y sucesivas reflexiones en el tubo con el extremo abierto.

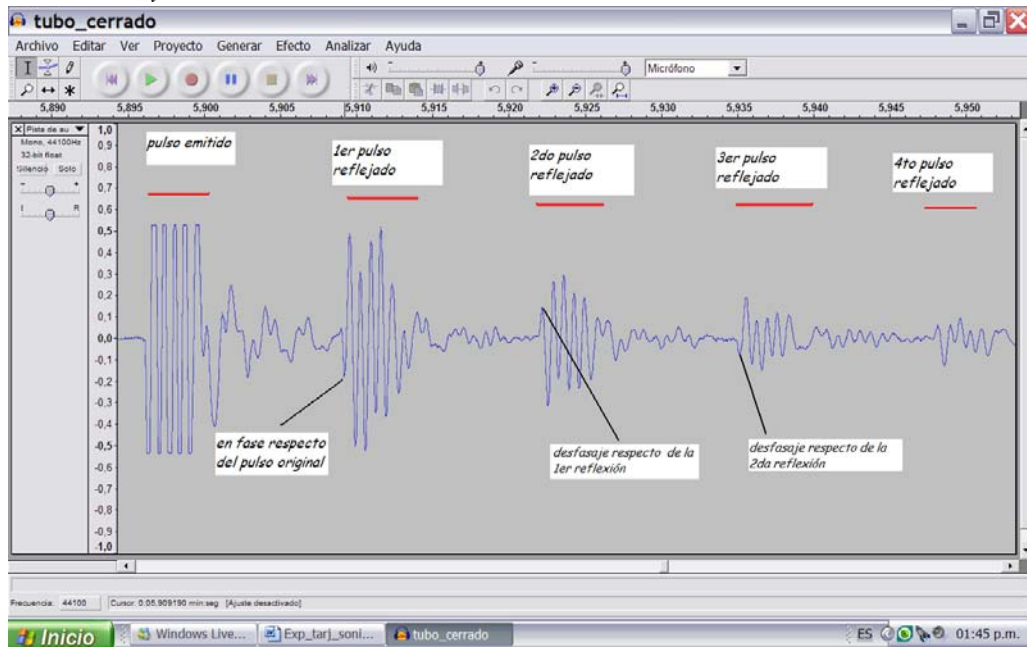


FIGURA 9. Se muestra el pulso emitido y sucesivas reflexiones en el tubo con el extremo cerrado.

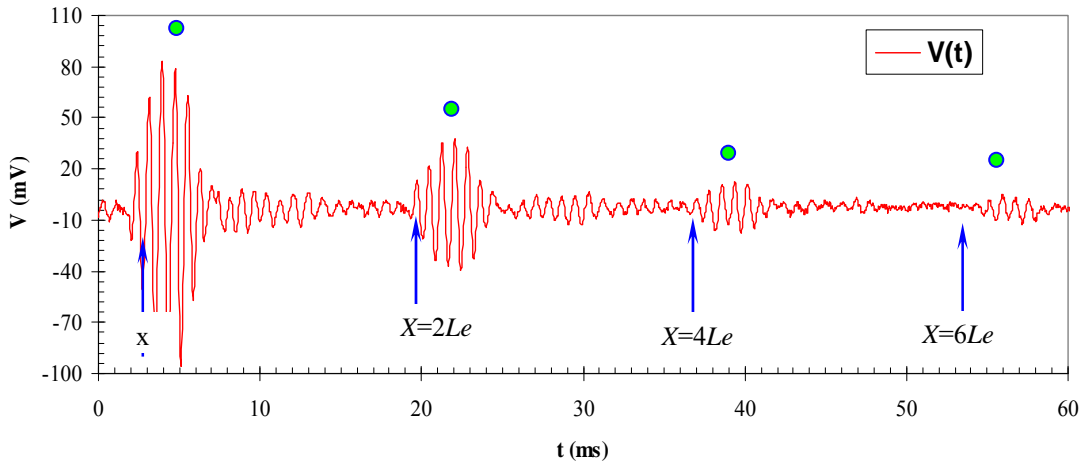


FIGURA 10. Grafico donde se visualiza la señal original emitida por el auricular y las sucesivas reflexiones. Los puntos verdes señalan el centro de la señal cuya posición se consideró para medir los instantes correspondientes a los pulsos emitidos y sus sucesivas reflexiones.

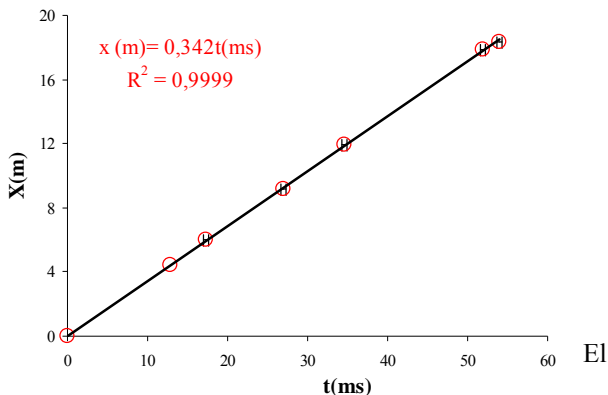


FIGURA 11. La pendiente en el gráfico $x(t)$ permite determinar la velocidad del sonido.

Se obtuvo la velocidad del sonido $v = (342 \pm 2) \text{ m/s}$ a partir del gráfico de la figura 11, donde la incerteza se calculó con los procedimientos estadísticos habituales [7]. Este valor de la velocidad del sonido es consistente los valores tabulados a la temperatura de trabajo ($T=20^\circ\text{C}$).

IV. CONCLUSIONES

El estudio experimental de los cambios de fases ocurridas en la reflexión de pulsos en tubos abiertos y cerrados se corresponde bien con las expectativas teóricas para la reflexión de pulsos. La velocidad del sonido calculada a partir del tiempo que tardan en reflejarse los pulsos, resulta consistente con los valores obtenidos usando un modelo adiabático de las compresiones en el aire, Ec. (1), y

tabulados para la velocidad del sonido a la temperatura de trabajo [8].

Esta actividad muestra cómo es posible utilizar la tarjeta de sonido, disponible en la mayoría de las computadoras, para realizar experimentos de bajo costo, que incorporan nuevas tecnologías (TICS). El experimento propuesto, es conceptualmente simple, y puede usarse en distintos niveles educativos. Por ejemplo la medición de la velocidad del sonido puede ser usada tanto en escuelas medias, como cursos de los primeros años de estudios universitarios.

AGRADECIMIENTOS

Agradecemos la atenta lectura del manuscrito a A. E. Schwint. También a la Asociación Física Argentina por la asistencia otorgada a través del Proyecto INVOFI, que permitió para desarrollar este proyecto.

REFERENCIAS

- [1] Feynman, R, Leighton, R. Y., Sand, M., *The Feynman Lectures on Physics, Mecanica, Radiación Y Calor*, (Fondo Educativo Interamericano, México, 1971).
- [2] Alonso, M. y Finn, E. J., *Física*, (Addison-Wesley Interamericana, México, 1995).
- [3] Tipler, P. A., *Física*, (Reverté, Madrid, 1994).
- [4] Crawford, Jr., *Ondas. Berkeley Physics Course. Volumen III*, (Reverté, Madrid, 1977).
- [5] Moore, T., *Física. Seis Ideas Fundamentales*, (Mc Graw Hill, México, 2005). Original en Inglés de 2003.
- [6] Audacity Es un programa libre y de código abierto para grabar y editar sonido, <http://Audacity.Sourceforge.Net> Consultado el 27/10/09.
- [7] Gil, S. y Rodríguez, E., *Física Re-Creativa. Experimentos De Física Usando Nuevas Tecnologías*, (Prentice Hall, Buenos Aires, 2001).
- [8] Hodgman, C., *Handbook of Chemistry and Physics*, (Chemical Rubber Publishing Co., Ohio, 1910).
- [9] Sears, Zemansky, Young, Freedman, *Física Universitaria*, (Addison Wesley Longman, Argentina, 1998). Original en Inglés de 1996.
- [10] Potter, D., *Phase Changes In Reflected Sound Waves*, *The Physics Teacher* **41**, 12-13 (2003).

APÉNDICE

Ondas de presión unidimensionales

Consideremos una onda unidimensional que se propaga a lo largo de un tubo uniforme de sección A , en la dirección positiva del eje x , como se ilustra en la figura 1. Consideremos un pequeño volumen de control $V=A \cdot dx$. Aquí $y(x,t)$ designa la función que describe el desplazamiento a lo largo del eje x de las partículas en el punto de coordenadas x en el instante t . La variación de volumen de control cuando pasa la onda vendrá dado por:

$$\delta V(x,t) = A \cdot (y(x+dx,t) - y(x,t)). \quad (3)$$

El coeficiente de compresibilidad B de un gas se define como:

$$\frac{\delta V}{V} = -B \cdot p, \quad (4)$$

donde p es la presión en exceso de la atmosférica. Si P_0 , es presión manométrica del gas, la presión total (o absoluta) del gas es $P_{ab}=P_0+p$.

En una compresión adiabática, se cumple que: $B = \gamma P_0$ [1, 2], donde γ es el coeficiente adiabático del gas, igual al cociente de la capacidades caloríficas molares del gas a presión y volumen constantes. Por lo tanto de las expresiones (3) y (4) tenemos:

$$\frac{\delta V(x,t)}{V} = \frac{\partial y(x,t)}{\partial x} = -\gamma \cdot P_0 \cdot p, \quad (5)$$

o sea

$$\frac{\partial y(x,t)}{\partial x} \propto -p. \quad (6)$$

Aplicando la segunda ley de Newton al elemento de volumen V , resulta:

$$\delta F = A \cdot dp = \rho A \delta x \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}, \quad (7)$$

o bien

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}. \quad (8)$$

Combinando (5) y (8) tenemos:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}, \quad (9)$$

con

$$c = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma \cdot RT}{M}}, \quad (10)$$

donde hemos usado la ecuación de estado de los gases ideales $p = \rho \cdot RT/M$ siendo R la constante universal de los gases, M la masa molecular del gas y T su temperatura absoluta. La velocidad del sonido se denota con c .

De las Ecs. (6) y (8) vemos que las ondas sinusoidales de desplazamiento y presión presentan un desfase de $\pi/2$ entre sí. En los extremos cerrados, tenemos nodos de desplazamiento ($y=0$, la pared impide el desplazamiento del gas) y antinodo de presión ($dp/dx=0$). En los extremos abiertos de un tubo tenemos nodos de presión ($p=0$) y antinodos de desplazamiento ($dy/dx=0$). El oído y los micrófonos piezoeléctricos y de carbón son sensibles y detectan las variaciones de presión.