# RESUMEN CAPÍTULOS 15 Y 16

JAIRO ALEJANDRO REYES DUARTE

CORPORACIÓN UNVISERSITARIA UNIMONSERRATE

FACULTAD DE INGENIERÍA

FÍSICA DE ONDAS Y FLUIDOS

BOGOTÁ D.C

2022

## *Capítulo 15: Ondas Mecánicas*

El libro empieza dando algunos ejemplos de ondas mecánicas, como lo son los terremotos, sonidos musicales o los rizos de un estanque. De forma tal que se entiende que las ondas mecánicas son aquellas que necesitan de un material, llamado *medio*, para propagarse.

### Tipos de ondas mecánicas

Las ondas mecánicas se clasifican según la forma en que las partículas de la misma sufren un desplazamiento al momento de generarse la onda, existiendo entonces 3 tipos de ondas mecánicas:

1. Ondas transversales, estas son aquellas en las que las partículas del medio se mueven *perpendicularmente/transversalmente* (a 90°) al movimiento de la onda misma.
2. Ondas longitudinales, estas son precisamente lo opuesto a una onda transversal, pues en este caso, las partículas del medio se mueven en la misma dirección del movimiento de la onda, a esto se le llama un *movimiento paralelo*.
3. Ondas combinadas, son ondas que como su nombre dice, combinan las dos ondas anteriores a lo largo del movimiento, como ejemplo se ve el movimiento de las ondas de la superficie de un líquido.

### Ondas periódicas

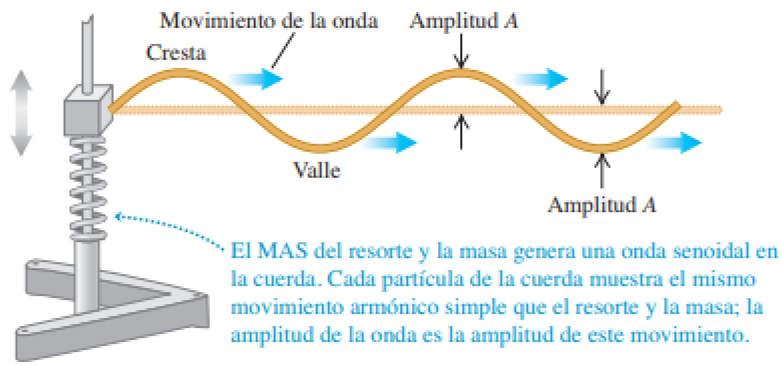
Una onda periódica es aquella en la que se efectúa un movimiento periódico para generar el movimiento de la onda, entonces, cada partícula de la onda tendrá un movimiento periódico al propagarse la onda.

### Ondas transversales periódicas

Las ondas transversales, implican un movimiento transversal de las partículas con relación al movimiento de la onda. De forma tal que, al aplicarle un MAS para generar la onda, se puede evidenciar un movimiento *Senoidal.* (mirar figura 1)

***Figura 1***

Onda Senoidal con MAS




Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 489

En la figura anterior se evidencia que, en el caso de una onda periódica, la forma de la cuerda en cualquier punto es un patrón repetitivo. Por tanto, teniendo en cuenta que la longitud de onda *λ (lambda)*, es la distancia entre dos crestas consecutivas, se puede definir *la rapidez de onda* como, la distancia lambda que se recorre en un periodo T.

$$\boldsymbol{u} = \frac{\boldsymbol{\lambda}}{\boldsymbol{T}} \quad \boldsymbol{f} = \frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{T}}$$

$$\boldsymbol{u} = \boldsymbol{\lambda f}\ (onda\ periódica)(15.1)$$

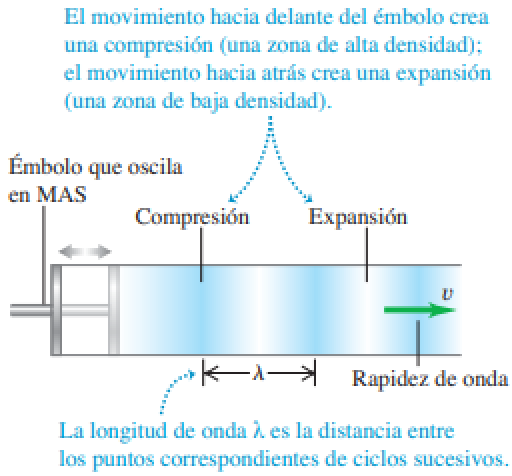
**Ondas periódicas longitudinales**

Para entender este tipo de ondas, se pone de ejemplo un tubo lleno de agua, con un pistón en el lado izquierdo, el cual se empujará hacia adentro y afuera del tupo en repetidas ocasiones, generando así una onda en la misma dirección del movimiento que se imprime sobre el medio. Ver figura 2.

Nuevamente, en un periodo T, la onda se desplaza *λ,* por tanto, nuevamente se cumple la ecuación 15.1 $\boldsymbol{u} = \boldsymbol{\lambda f}$**,** esto ocurre para todas las ondas periódicas.

Figura 2

Onda longitudinal con un pistón

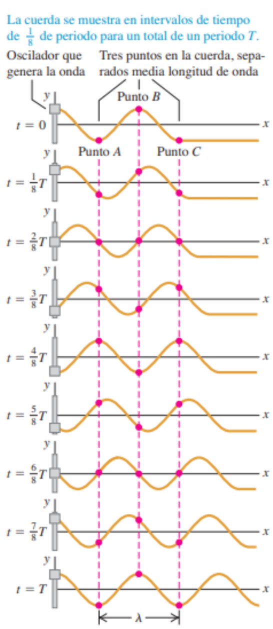



Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 491

## Función de onda de una onda senoidal

Figura 3

Movimiento de onda




Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 492

Analizando la Figura 3, Suponga que el desplazamiento de una partícula en el extremo izquierdo de la cuerda (x = 0), donde la onda se origina, está dado por

$$y(x = 0, t) = A\cos(wt) = A\cos(2\pi ft) \quad (15.2)$$

$$Recordar\ que\ w = 2\pi f$$

Donde A es amplitud, W es frecuencia angular, f es frecuencia y t tiempo. La notación y(x = 0, t) nos recuerda que el movimiento de esta partícula es un caso especial de la función de onda y(x, t) que describe toda la onda.

La onda viaja de x= 0 a algún punto x a la derecha del origen en un tiempo dado por x/v, donde v es la rapidez de la onda. Así, el movimiento del punto x en el instante t es el mismo que el movimiento del punto x=0 en el instante anterior *t- (x/v)*. Por lo tanto, podemos obtener el desplazamiento del punto x en el instante t con sólo sustituir t en la ecuación (15.2) por (t- x/v). Al hacerlo, obtenemos la siguiente expresión para la función de onda:

$$\boldsymbol{y(x,t) = A\cos\left[w\left(t - \frac{x}{v}\right)\right]}$$

$$Dado\ que: \quad \cos(-a) = \cos(a) \quad \lambda = \frac{u}{f} \quad y \quad T = \frac{1}{f}$$

$$y(x,t) = A\cos\left[w\left(\frac{x}{v} - t\right)\right] = A\cos 2\pi f\left(\frac{x}{v} - t\right) \ (Onda\ senoidal\ en\ dirección + x)$$

$$\boldsymbol{y(x,t) = A\cos\left[2\pi\left(\frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T}\right)\right]} \quad (15.4)$$

Ahora, se define una cantidad K, llamada *número de onda:*

$$\boldsymbol{k = \frac{2\pi}{\lambda}} \quad (número\ de\ onda\ 15.5) \quad Sustituir\ \lambda = \frac{2\pi}{k} \quad y \quad f = \frac{w}{2\pi} \quad en\ la\ ecuación\ \boldsymbol{u = \lambda f}$$

$$Se\ obtiene: \quad w = uk\ (onda\ periódica\ \ 15.6)$$

$$Ahora\ se\ reescribe\ la\ ecuación\ 15.4\ como: \ \boldsymbol{y(x,t)}$$

$$= \boldsymbol{A\cos(kx - wt)} \quad (onda\ senoidal\ que\ se\ mueve\ en + x \quad 15.7)$$

Ahora bien, nos queda definir una ecuación para una onda senoidal que se mueve hacia -x, así:

$$y(x,t) = Acos2\pi f\left(\frac{x}{v} - t\right) = Acos\left[2\pi\left(\frac{x}{\lambda} + \frac{t}{T}\right)\right]$$

$$= \quad \boldsymbol{Acos(kx + wt)} \quad (onda\ senoidal\ que\ va\ hacia - x \qquad 15.8)$$

Velocidad y aceleración de partículas en una onda senoidal

Para encontrar las ecuaciones de velocidad y aceleración, basta con derivar la fórmula 15.7 con respecto al tiempo, ya que, si derivamos una vez la distancia, encontramos la velocidad, y al derivar la velocidad, encontraremos la aceleración.

$$\boldsymbol{y(x,t) = Acos(kx - wt)}$$

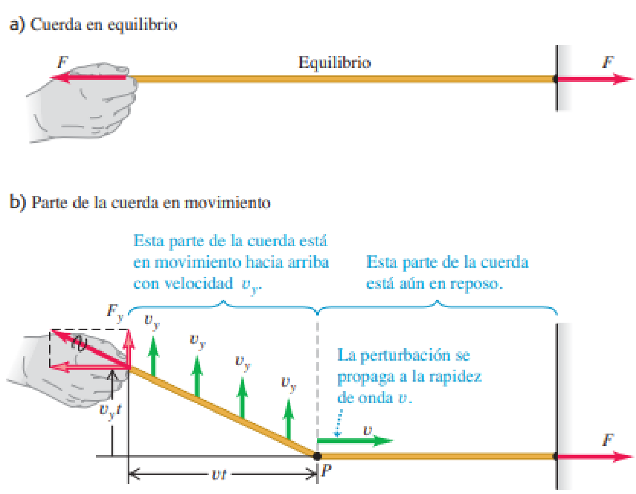
$$\boldsymbol{v(x,t) = y'(x,t) = wA\ sen(kx - wt)} \ \ (formula\ de\ velocidad\ \ 15.9)$$

$$\boldsymbol{a(x,t) = y''(x,t) = \ -w^2 A\cos(kx - wt)} \ \ (formula\ de\ aceleración\ \ 15.10)$$

**Rapidez de una onda transversal**

Las cantidades físicas que determinan la rapidez de las ondas transversales en una cuerda son la tensión de la cuerda y su masa por unidad de longitud (también llamada densidad de masa lineal).

Figura 4 Propagación de onda transversal




Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 498

La figura 4 muestra que la velocidad es constante, mas no la aceleración. Dado que el sistema inició sin momento lineal transversal, esto es igual al momento lineal en el instante t:

$$F_y t = m u_y$$

El punto P se mueve con rapidez constante, la cuerda está en movimiento y por tanto la masa m del movimiento también varia. De esta manera el cambio de momento lineal depende únicamente de la masa en movimiento, y no de la velocidad, es decir *mu* cambia porque la masa cambia, no porque la velocidad cambie. El impulso de la fuerza transversal *Fy* en el instante t es *Fy* t*. En la figura 15.11b, el triángulo rectángulo cuyo vértice está en P, con catetos *vx*t* y *vt*, es semejante al triángulo rectángulo cuyo vértice está en la posición de la mano, con catetos *Fy* y *F*. Entonces:

$$\frac{F_y}{F} = \frac{u_y t}{ut} \qquad F_y = F\frac{u_y}{u}$$

$$Impulso\ transversal = \ F_y t = F\frac{u_y}{u}t$$

$$Momento\ lineal\ transversal = (mut)u_y \quad En\ donde\ m\ es\ masa\ por\ unidad\ de\ longitud$$

$$F\frac{u_y}{u}t = mutu_y$$

Despejando u se obtiene:

$$\boldsymbol{u} = \sqrt{\frac{\boldsymbol{F}}{\boldsymbol{m}}} \qquad (rapidez\ de\ una\ onda\ transversal\ en\ una\ cuerda \quad 15.13)$$

$$u = \sqrt{\frac{Fuerza\ de\ restitución\ que\ vuelve\ del\ sistema\ al\ equilirbio}{Incercia\ que\ resiste\ el\ retorno\ al\ equilibrio}}$$

### Energía del movimiento ondulatorio

$$P(x,t) = \ \sqrt{mF}w^2A^2Sen^2(kx - wt)$$

$$P_{max} = \sqrt{mF}\,w^2A^2$$

$$\boldsymbol{P_{med}} = \frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{2}}\sqrt{\boldsymbol{mF}}\,\boldsymbol{w^2A^2} \quad (Potencia\ media, onda\ senoidal\ en\ una\ cuerda)$$

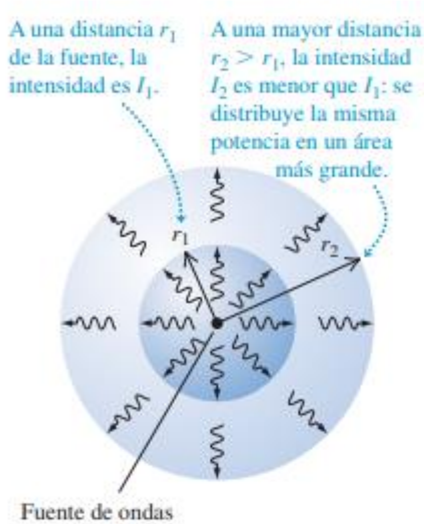
La potencia media es la mitad de la potencia instantánea máxima.

### Intensidad de las ondas

Las ondas en una cuerda transfieren energía en una sola dimensión del espacio, sin embargo, hay otros tipos de ondas, como lo son las sonoras, que transmiten energía en tres dimensiones. Para este tipo de ondas que transfieren energía en 3 dimensiones se defina su intensidad (I) como la rapidez media por unidad de área.

Potencia P, intensidad media I1, radio r1 y superficie $4\pi r^2$

Figura 5




$$\boldsymbol{I_1 = \frac{P}{4\pi r_1^2}}$$

$$4\pi r_1^2 I_1 = 4\pi r_2^2 I_2$$

$$\boldsymbol{\frac{I_1}{I_2} = \frac{r_2^2}{r_1^2}} \quad (Ley\ del\ inverso\ cuadrado\ intensidad)$$

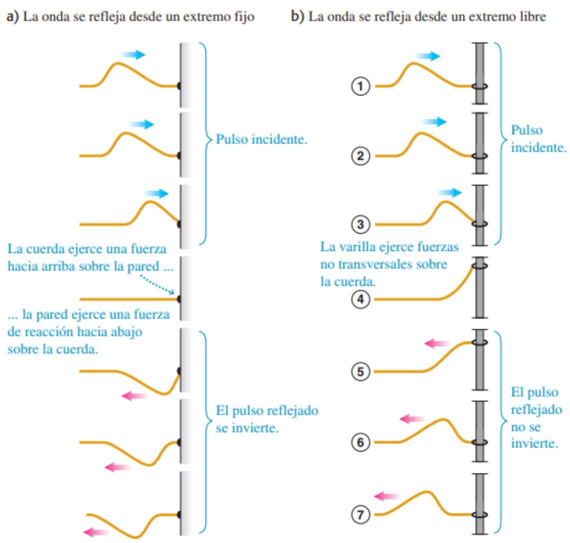
Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 504

### Interferencia de ondas, condiciones de frontera y superposición

Hasta el momento se vieron ondas que se propagaban infinitamente sobre un medio, pero en la realidad esto no es posible, así que cuando una onda choca con la frontera de su medio, esta tiende a reflejarse totalmente o parcialmente. Cuando dos o más ondas pasan por la misma región del medio al mismo tiempo, ocurre lo que se denomina *Interferencia*.

Figura 6

Cuerdas atadas de formas distintas




Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 505

En la figura a, la cuerda se encuentra atada a un extremo fijo, al momento de la reflexión de la onda, la onda resulta con dirección y sentido contrario a como incidió. Caso contrario a lo que ocurre en un extremo fijo, en la figura b, la cuerda es atada a un extremo libre, y como resultado la reflexión de la onda tiene la misma dirección del desplazamiento incidente, pero se mueve con sentido opuesto.

## Principio de superposición

La función de onda y(x, t) que describe el movimiento resultante del choque de dos ondas se obtiene sumando las dos funciones de onda de las ondas individuales:

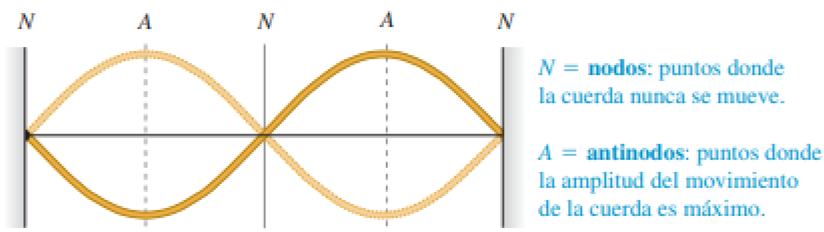
$$\boldsymbol{y}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{t}) = \boldsymbol{y_1}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{t}) + \boldsymbol{y_2}(\boldsymbol{x},\boldsymbol{t}) \;\; \textit{Principio de superposición } (15.27)$$

## Ondas estacionarias en una cuerda

Ahora se va a evaluar lo que sucede cuando una onda senoidal es reflejada por la frontera de la cuerda fija, y chocando con la onda original.

Figura 7

Onda que se refleja y choca




Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 505

En la figura, la onda original se crea desde la derecha y posteriormente al chocar con el medio, se refleja y choca con la onda que se crea originalmente. Como la onda original choca desde abajo, la onda que se refleja (por un punto fijo) se refleja partiendo desde arriba. Como se ve, hay puntos donde la pendiente (m) de la cuerda es cero, esos puntos son llamados Nodos, y los puntos donde la pendiente no es cero, son llamados antinodos. Además, los nodos y antinodos en la onda reflejada e incidente son los mismos.

La formula que describe el movimiento de las dos ondas, una que viaja hacia la derecha y otra que viaja a la izquierda es:

$$\boldsymbol{y_1(x,t) = -Acos(kx + wt)}\ (onda\ que\ viaja\ a\ la\ \boldsymbol{izquierda})$$
$$\boldsymbol{y_2(x,t) = Acos(kx - wt)}(onda\ que\ viaja\ a\ la\ \boldsymbol{derecha})$$

Como se dijo anteriormente, el choque de dos ondas se describe como la suma de ambos desplazamientos individualmente:

$$y(x,t) = y_1(x,t) + y_2(x,t) = A[-\cos(kx + wt) + \cos(kx - wt)]$$
$$como: \cos(\mathrm{a}\ \pm \mathrm{b}) = \cos \mathrm{a} \cos \mathrm{b} \pm\ \mathrm{sen\ a\ sen\ b}$$
$$\boldsymbol{y(x,t)} = y_1(x,t) + y_2(x,t) = \boldsymbol{(2Asenkx)senwt}$$
$$(onda\ estacionariaen\ una\ cuerda\ , extremo\ fijo\ en\ x = 0)(15.28)$$

### Modos normales de una cuerda

Se ha hablado de cuerdas infinitas y de cuerdas que tienen un lado atado a un extremo fijo o movible, ahora se va a describir una cuerda con longitud definida L, sujeta rígidamente en ambos extremos, como sucede en los instrumentos musicales de cuerda.

Para describir el largo que debe tener una cuerda para que las ondas de la cuerda al vibrar sean senoidales, se hace la siguiente ecuación:

$$\boldsymbol{L = n\frac{\lambda}{2}} \;\; (n = 1{,}2{,}3{,}4 \ldots \textit{números enteros})\ (\textit{Posibles longitudes de cuerda})$$

$$\boldsymbol{\lambda_n} = \boldsymbol{\frac{2L}{n}} \;\; (n = 1{,}2{,}3 \ldots)(\textit{Valores de } \lambda \textit{ con cierta longitud})$$

Por cada posible longitud, también hay cierta frecuencia de onda:

$$\boldsymbol{f_1} = \boldsymbol{\frac{u}{2L}} \; (\textit{Frecuencia fundamental})$$

$$\textit{Para otras frecuencias}: \boldsymbol{f_n} = \boldsymbol{n\frac{u}{2L}} \quad (n = 1{,}2{,}3 \ldots)(\textit{armónicos})$$

$$\textit{La función de onda sería}: \boldsymbol{y_n(x,t) = 2Asen(k_n x)sen(w_n t)}$$

### Ondas estacionarias e instrumentos musicales

La frecuencia fundamental de una cuerda que vibra es f1= v/2L. La rapidez v de las ondas en la cuerda está determinada por la ecuación (15.13) u=sqrt(F/m) al combinarlas queda:

$$\boldsymbol{f_1} = \boldsymbol{\frac{1}{2L}\sqrt{\frac{f}{m}}}$$

## *Capítulo 16: Sonido y el oído*

De todas las ondas mecánicas que existen, la más importante es la onda longitudinal en el aire, es decir, las ondas sonoras. Para describir físicamente estas ondas, es necesario hacerlo en términos de *cambios de presión*, sobre todo porque el oído humano es, precisamente, susceptible a las fluctuaciones de presión.

### Ondas sonoras

Las ondas mas sencillas son las senoidales, el oído humano es capaz detectar ondas en el intervalo de 10 a 20.000 Hz, a eso se le llama gama audible, también es posible detectar otros sonidos con frecuencias mayores (ultrasónicas) y frecuencias menores (infrasónicas). En el capítulo anterior se vio la forma de describir una onda es la siguiente:

$$\boldsymbol{y_1(x,t) = Acos(kx - wt)}(onda\ que\ viaja\ a\ la\ derecha)(16.1)$$

### Ondas sonoras como fluctuaciones de presión

Las ondas sonoras también se pueden describir en términos de variación de presión, la onda senoidal fluctúa por arriba y por debajo de la presión atmosférica (Pa).

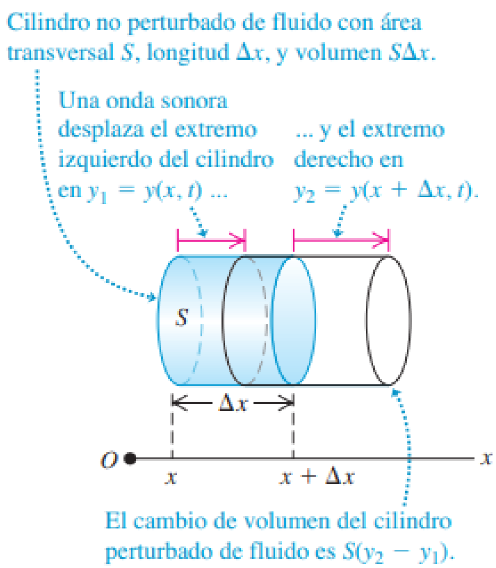
Para ver el vínculo entre la fluctuación de presión p(x,t) y el desplazamiento y(x,t), considere un cilindro con área transversal S. Ver figura 1

Si no está presente una onda sonora, el cilindro tiene longitud $\Delta$x y volumen V=S$\Delta$x. Si una onda está presente, al tiempo t el extremo del cilindro que estaba en x tiene un desplazamiento dado por y1=y(x, t), y el extremo que estaba en x+x$\Delta$ se desplaza y2=y(x+$\Delta$x, t). Si y2>y1, el volumen aumentó, haciendo que la presión disminuya. Si y2<y1, el volumen disminuyó, haciendo que la presión aumente. Si

y2=y1, el cilindro simplemente se desplaza a la derecha o la izquierda; no hay cambios de presión.

Figura 1

Cilindro de un gas, liquido, etc.




Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 528

Cuantitativamente el cambio del volumen del cilindro es:

$$\mathbf{\Delta V = S(y2 - y1) = S[y(x + \Delta x, t) - y(x, t)]}$$

El cambio de volumen dividido entre el volumen original es:

$$\frac{\mathrm{dV}}{\mathrm{V}} = \lim_{\Delta x \to 0} \frac{\mathrm{S[y(x + \Delta x, t) - y(x, t)]}}{S\Delta \mathrm{x}} = \frac{dy(x,t)}{dx} \quad (16.2)$$

Este cambio se relaciona con la fluctuación de presión mediante el módulo de volumen B que, por definición es B=-p(x,t)/(dV/V), despejando p(x,t):

$$\boldsymbol{p(x,t) = -B\frac{dy(x,t)}{dx}} \quad (16.3)$$

Al evaluar $dy(x,t)$ para la onda senoidal de la ecuación (16.1), vemos que:

$$\boldsymbol{p(x,t)} = \boldsymbol{BkAsen(kx - wt)} \quad (16.4)$$

La ecuación (16.4) muestra que la cantidad BkA representa la máxima fluctuación de presión, que llamamos amplitud de presión y denotamos con pmáx:

$$\boldsymbol{P_{m\acute{a}x}} = \boldsymbol{BkA} \ \ (onda\ sonora\ senoidal) \ \ (16.5)$$

Un medio con un módulo de volumen B grande requiere una amplitud de presión relativamente grande, para una amplitud de desplazamiento dada porque un B grande implica un medio menos compresible, es decir, que requiere un mayor cambio de presión para un cambio de volumen dado.

**Percepción de ondas sonoras**

A una frecuencia dada, cuanto mayor sea la amplitud de la onda senoidal, *mayor será la intensidad* del sonido, así que mayor será *el volumen percibido*. Un sonido de cierta frecuencia puede parecer más fuerte que otro con igual amplitud de presión, pero distinta frecuencia. El volumen también depende de la salud del oído, la cual empeora con la edad, o por la exposición del oído a alto volumen.

La frecuencia de una onda permite clasificar el sonido por su tono (grave o agudo). Cuanta más alta sea la frecuencia de un sonido (dentro de la gama audible), más agudo será el tono percibido. Además, cuando un receptor compara dos ondas sonoras con misma frecuencia, pero diferente amplitud de presión, aquella con mayor amplitud suele percibirse como más fuerte y más grave.

**Rapidez de las ondas sonoras**

Anteriormente se vio que la forma de describir la rapidez en una cuerda era la siguiente:

$$u = \sqrt{\frac{Fuerza\ de\ restitución\ que\ vuelve\ del\ sistema\ al\ equilirbio}{Incercia\ que\ resiste\ el\ retorno\ al\ equilibrio}}$$

Pero ahora, se va a representar esta función en términos de cambios de presión.

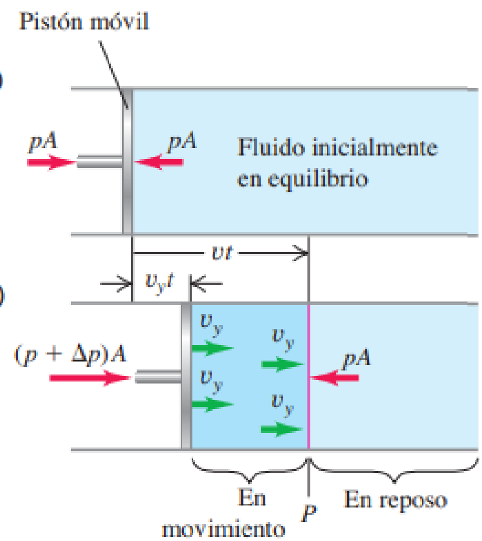
$$\boldsymbol{u} = \sqrt{\frac{\boldsymbol{B}}{\boldsymbol{p}}} \quad (rapidez\ de\ una\ onda\ longitudinal\ en\ un\ fluido)$$

**Rapidez del sonido en un fluido**

Se va a verificar que la ecuación 16.7 realmente tenga sentido. Para ello se va a evaluar la figura 2. En la imagen se muestra un fluido de densidad P en un tubo con área transversal A. En el estado de equilibrio, el fluido está sometido a una presión uniforme p.

Figura 2

Movimiento de un pistón




Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 533

En la parte b) de la figura, todas las porciones del fluido a la izquierda de P se mueven a la derecha con rapidez vy, y todas las porciones a la derecha de P están aún en reposo. La cantidad de fluido puesta en movimiento en el tiempo t es la cantidad que originalmente ocupaba una sección del cilindro con longitud vt, área transversal A y volumen vtA. La masa de este fluido es rvtA, y su momento lineal longitudinal.

$$Momento\ lineal\ longitudinal = (putA)u_y$$

Ahora se calcula el aumento de la presión. Por la definición del módulo de volumen B:

$$B = \frac{-Cambio\ de\ presión}{Cambio\ fraccionario\ de\ volumen} = \frac{-\Delta \boldsymbol{p}}{-\boldsymbol{Au_y t/Aut}}$$

Despejando Δp

$$\Delta p = B\frac{u_y}{u}$$

La presión en el fluido en movimiento es p=Δp, y la fuerza ejercida sobre él por el pistón es (p+Δp)A. La fuerza neta sobre el fluido en movimiento es ΔpA, y el impulso longitudinal es:

$$Impulso\ longitudinal = \Delta pAt = B\frac{u_y}{u}At$$

Aplicando el teorema de impulso y el momento lineal, vemos que

$$B\frac{u_y}{u}At = putAu_y \qquad (16.6)$$

Finalmente despejamos u:

$$\boldsymbol{u} = \sqrt{\frac{\boldsymbol{B}}{\boldsymbol{p}}}\ \ (rapidez\ de\ una\ onda\ longitudinal\ en\ un\ fluido\ \ (16.7)$$

**Rapidez del sonido en un sólido**

Si una onda se propaga a través de un sólido, la situación es distinta. El sólido se expande un poco cuando se comprime longitudinalmente. Usando el razonamiento que nos llevó a la formula 16.7, se demuestra que la rapidez de un pulso longitudinal en un sólido está dada por: Y=módulo de Young

$$\boldsymbol{u} = \sqrt{\frac{\boldsymbol{Y}}{\boldsymbol{p}}}\ \ (rapidez\ de\ una\ onda\ longitudinal\ en\ una\ varilla\ sólida)\ \ (16.8)$$

## Rapidez del sonido en gases

Casi todas las ondas sonoras que escuchamos se propagan por el aire (gas). Si usamos la ecuación 16.7 para obtener la rapidez de onda sonora en el aire, hay que tener en cuenta que el módulo de volumen de un gas depende de a presión del gas, cuanto mayor sea la presión que se aplica a un gas para comprimirlo, mayor resistencia opondrá el gas a una compresión ulterior, y mayor será su módulo de volumen.

$$\boldsymbol{B = Yp_0} \quad (16.9)$$

$$donde\ p_0 = presión\ de\ equilibrio\ del\ gas$$

$$Y = \text{ la razón de capacidades caloríficas}$$

La densidad p de un gas también depende de la presión que, a la vez, depende de la temperatura. Resulta que el cociente B/p para un tipo dado de gas ideal no depende de la presión, sólo de la temperatura. Por la ecuación (16.7), esto implica que la rapidez del sonido en un gas es fundamentalmente función de la temperatura T:

$$\boldsymbol{u} = \sqrt{\frac{\boldsymbol{YRT}}{\boldsymbol{M}}} \quad (rapidez\ del\ sonido\ en\ un\ gas\ ideal)(16.10)$$

La temperatura T es la temperatura absoluta en kelvin (K), igual a la temperatura Celsius más 273.15; por lo tanto, 20.00 °C corresponde a T= 293.15 K. La cantidad M es la masa molar, o masa por mol de la sustancia de que se compone el gas. La constante de los gases R tiene el mismo valor para todos los gases. El valor numérico aceptado actualmente de R es 8.314 J/mol* K.

## Intensidad y amplitud de desplazamiento

$$u_y(x,t) = \frac{dy(x,t)}{dt} = \quad wAsen(kx - wt)$$

$$p(x,t)\, u_y(x,t) = [BkAsen(kx - wt)][wAsen(kx - wt)]$$

$$p(x,t)\, u_y(x,t) = BwkA^2 sen^2(kx - wt)$$

La intensidad es, por definición, el valor promedio de p(x, t)vy(x, t). Durante un periodo T= 2pi/w es 1/2, así que:

$$I = \frac{1}{2} BwkA^2 \quad (16.11)$$

Utilizando las relaciones w=vk y $v^2$= B/p, transformamos la ecuación (16.11) a la forma:

$$\boldsymbol{I = \frac{1}{2}\sqrt{pB}\, w^2 A^2} \quad (intencidad\ de\ una\ onda\ sonora\ senoidal)(16.12)$$

**Intensidad y amplitud de presión**

Es más útil expresar I en términos de la amplitud de presión Pmáx. Usando la ecuación 16.5 y la relación w=vk, se obtiene:

$$I = \frac{wp_{máx}^2}{2Bk} = \frac{up_{máx}^2}{2B} \quad (16.13)$$

Utilizando la relación $u^2$=B/p la ecuación 16.113 se puede reescribir como:

$$\boldsymbol{I = \frac{p_{máx}^2}{2pu} = \frac{p_{máx}^2}{2\sqrt{pB}}} \quad (intensidad\ de\ una\ onda\ sonora\ senoidal)(16.14)$$

La escala de decibeles

Como el oído es sensible a una amplia gama de intensidades, se usa una escala de intensidad logarítmica. El nivel de intensidad de sonido está definido por la ecuación:

$$\boldsymbol{\beta = (10dB)\log\left(\frac{I}{I_0}\right)} \ (definición\ de\ nivel\ de\ intensidad\ de\ sonido)(16.15)$$

*En esta ecuación, $I_0$ es una intensidad de referencia que se toma como $10^{-12}$ W/m$^2$*

**Tubos de órganos e instrumentos de viento**

La aplicación más importante de las ondas sonoras estacionarias es la creación de tonos musicales con instrumentos de viento. Los tubos de un órgano son el ejemplo más sencillo, en ese instrumento los tubos son abiertos por ambos lados.

La frecuencia fundamental $f_1$ corresponde a un patrón de onda estacionaria con un antinodo de desplazamiento en cada extremo y un nodo de desplazamiento en medio. La distancia entre antinodos adyacentes siempre es media longitud de onda que, en este caso, es igual a la longitud L del tubo: $\lambda/2= L$. La frecuencia correspondiente, obtenida de la relación $f= v/ \lambda$, es

$$\boldsymbol{f_1} = \frac{\boldsymbol{u}}{\boldsymbol{2L}} \quad (tubo\ abierto)$$

Para todo modo normal de un tubo abierto, la longitud L debe ser un número entero de medias longitudes de onda, y las longitudes de onda posibles $\lambda n$ están dadas por

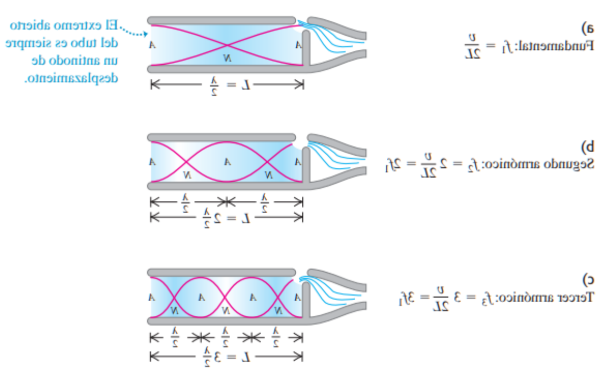
$$L = n\frac{\lambda_n}{2} \quad \lambda_n = \frac{2L}{n} \quad (n = 1,2,3 \dots)\ (tubo\ abierto)$$

Entonces, todas las frecuencias para un tubo abierto están dadas por:

$$\boldsymbol{f_n} = \frac{\boldsymbol{nu}}{\boldsymbol{2L}} \quad (n = 1,2,3 \dots)\ \boldsymbol{f_n} = \boldsymbol{nf_1}(tubo\ abierto) \quad (16.18)$$

Figura 3

Análisis de onda en un tubo abierto




Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 544

La distancia entre un nodo y el antinodo adyacente siempre es 1/4 de longitud de onda. La figura 4a muestra el modo de más baja frecuencia; la longitud del tubo es un cuarto de longitud de onda ($L=\lambda_1/4$). La frecuencia fundamental es $f_1 = v/\lambda_1$, o bien:

$$\boldsymbol{f_1 = \frac{u}{4L}} \quad (tubo\ cerrado) \quad (16.20)$$

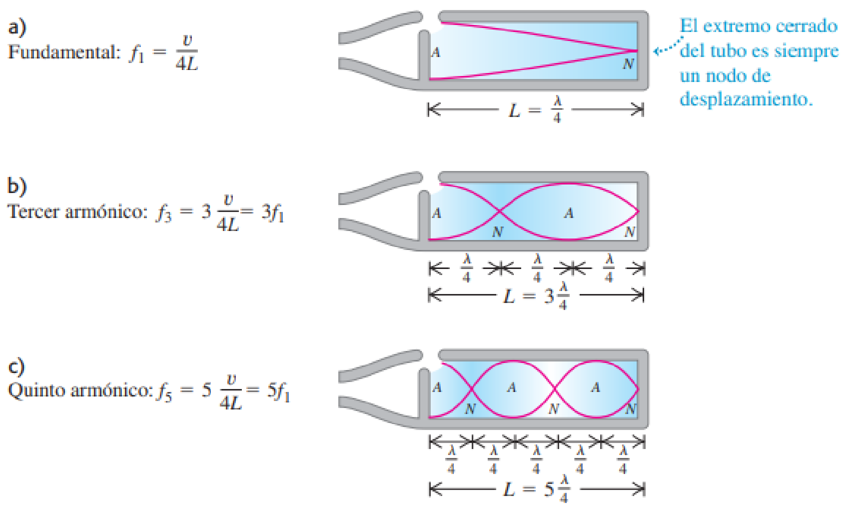
Las posibles longitudes de onda están dadas por:

$$L = n\frac{\lambda_n}{4} \quad \lambda_n = \frac{4L}{n} \quad (n = 1,2,3 \ldots) \ (tubo\ cerrado)(16.21)$$

$$\boldsymbol{f_n = \frac{nu}{4L}} \ (tubo\ cerrado)(16.22) \ \ \boldsymbol{f_n = nf_1}$$

Figura 4

Análisis de onda en tubo cerrado




Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 544

## Resonancia

Suponga que aplicamos una fuerza que varía periódicamente a un sistema que puede oscilar. Así que se fuerza a éste a oscilar con una frecuencia igual a la frecuencia de la fuerza aplicada (llamada frecuencia impulsora). Este movimiento se denomina oscilación forzada.

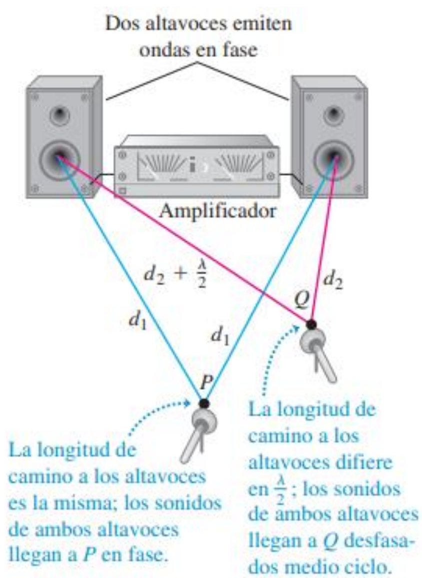
Un mejor ejemplo es cuando una cantante rompe una copa de cristal con su voz. Una copa de buena calidad tiene frecuencias de modo normal que podemos escuchar dándole un golpecito. Si el cantante emite una nota fuerte con una frecuencia exactamente igual a una frecuencia normal de la copa, se pueden crear oscilaciones de gran amplitud que llegan a romper el cristal.

### Interferencia de ondas

El fenómeno ondulatorio de interferencia se presenta cuando dos o más ondas se traslapan entre sí.

Figura 5

Dos amplificadores y dos micrófonos




Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 548

Analizando la figura 5, el micrófono ubicado en P está ubicado justo en la mitad de ambos altavoces, por lo que al momento de percibir las ondas de sonido que esto proyectan, las ondas interfieren de forma constructiva, es decir que la amplitud total de la onda en P es el doble de la amplitud de cada onda individual.

Por otro lado, el micrófono ubicado en Q, no está centrado, por lo que, al interferir las ondas, se va a producir una interferencia destructiva, ya que ambas ondas están desfazadas una de la otra, como resultado la amplitud medida por el micrófono va a ser menor que cuando solo está presente un altavoz.

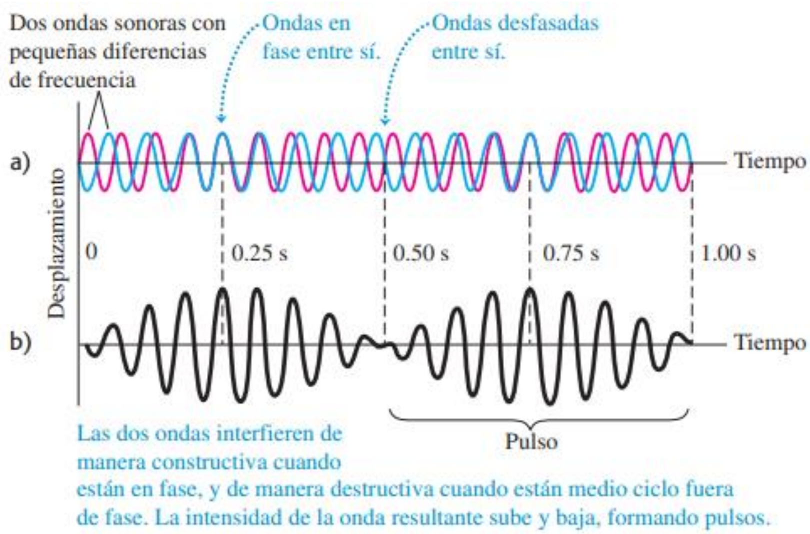
Si las amplitudes de los dos altavoces son iguales, las dos ondas se cancelan por completo en el punto Q, y la amplitud total ahí es cero.

**Pulsos**

Anteriormente se vio que ocurría cuando dos ondas de igual frecuencia "chocaban" entre sí, ahora se verá que ocurre cuando os ondas de igual amplitud, pero ligera diferente frecuencia se encuentran.

Figura 6

Dos ondas de diferente frecuencia se encuentran




Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 551

En la figura 6 se puede apreciar que en ocasiones ambas ondas están en fase, es decir se superponen una sobre la otra, y como resultado sus amplitudes se suman, pero como están ligeramente desfasadas, es normal ver que también hay puntos donde las ondas están totalmente desfasadas, por lo que la amplitud en esos puntos es cero.

Para explicar eso matemáticamente, se puede decir que la frecuencia del pulso siempre es la diferencia de las dos frecuencias fa y fb.

$$\boldsymbol{T_{pulso} = \frac{T_a T_b}{T_b - T_a}}$$

El reciproco del periodo es la frecuencia del pulso:

$$f_{pulso} = \frac{T_b - T_a}{T_a T_b} = \frac{1}{T_a} - \frac{1}{T_b} => \boldsymbol{f_{pulso} = f_a - T_b}\ (frecuencia\ del\ pulso)(16.24)$$

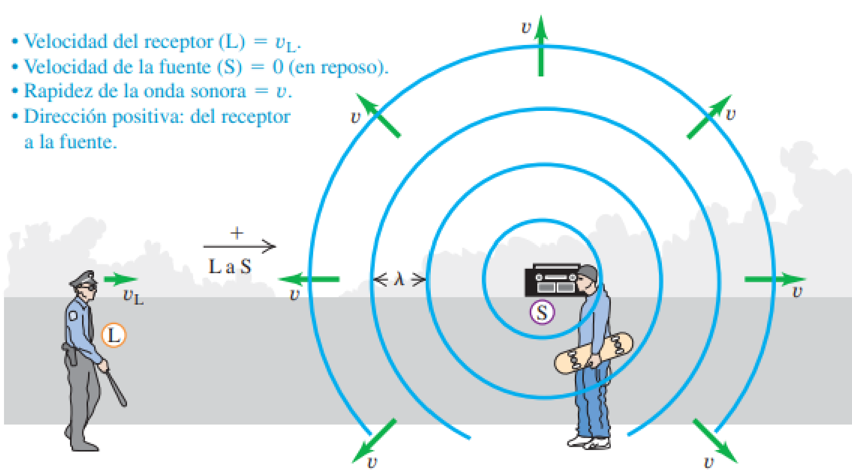
### El efecto Doppler

Quizás usted habrá notado que, cuando un coche se acerca tocando el claxon, el tono parece bajar al pasar el coche, ese es el efecto Doppler. Deduciremos una relación entre el cambio de frecuencia, y las velocidades de la fuente y el receptor relativas al medio (usualmente aire) por el que se propagan las ondas sonoras.

### Receptor en movimiento

Figura 7

Receptor en movimiento




Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 553

La fuente emite una onda sonora con frecuencia fs y longitud de onda= v/fs.
Así que la frecuencia fL con que llegan a la posición del receptor (frecuencia para el receptor) es:

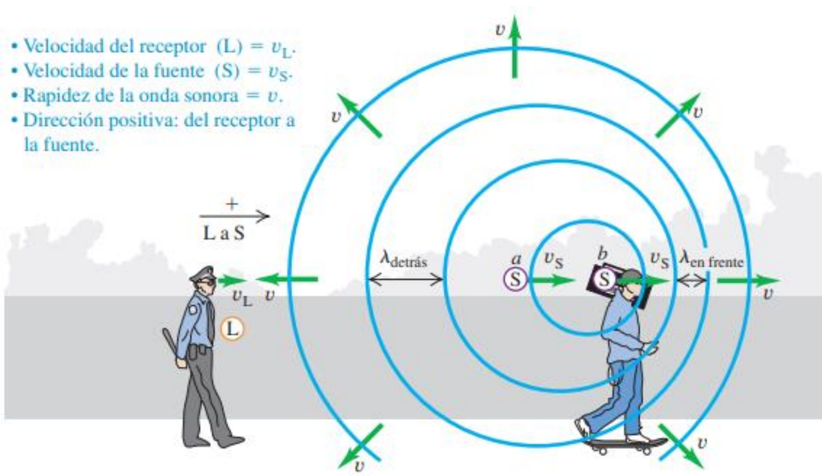
$$f_L = \frac{u + u_L}{\lambda} = \frac{u + u_L}{\frac{u}{f_s}} \ (16.25)$$

$$O\ bien\ \ \boldsymbol{f_L} = \left(\boldsymbol{1} + \frac{\boldsymbol{u_L}}{\boldsymbol{u}}\right)\boldsymbol{f_s}\ (Receptor\ movil, fuente\ estática)(16.26)$$

**Fuente en movimiento y receptor en movimiento**

Figura 8

Fuente y receptor en movimiento




Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 553

En la región a la derecha de la fuente, es decir delante de la fuente, la longitud de onda es:

$$\boldsymbol{\lambda_{al\ frente}} = \frac{\boldsymbol{u}}{\boldsymbol{f_s}} - \frac{\boldsymbol{u_s}}{\boldsymbol{f_s}} = \frac{\boldsymbol{u} - \boldsymbol{u_s}}{\boldsymbol{f_s}}\ (longitud\ de\ onda\ delante\ de\ la\ fuente)(16.27)$$

En la región a la izquierda de la fuente, es decir atrás de ella, es:

$$\boldsymbol{\lambda_{atrás}} = \frac{\boldsymbol{u} + \boldsymbol{u_s}}{\boldsymbol{f_s}}\ (longitud\ de\ onda\ detrás\ de\ la\ fuente)(16.28)$$

Para obtener la frecuencia que oye el receptor detrás de la fuente, sustituimos la ecuación 16.28 en la fórmula 16.25

$$\boldsymbol{f_L} = \frac{\boldsymbol{u} + \boldsymbol{u_L}}{\boldsymbol{u} + \boldsymbol{u_s}}\,\boldsymbol{f_s} \quad (efecto\ Doppler\ fuente\ y\ receptor\ moviles)(16.29)$$

**Efecto Doppler para ondas electromagnéticas**

$$\boldsymbol{f_R} = \sqrt{\frac{\boldsymbol{c} - \boldsymbol{u}}{\boldsymbol{c} + \boldsymbol{u}}}\,\boldsymbol{f_s}\ (efecto\ Doppler\ para\ la\ luz)(16.30)$$

Si v es positiva, la fuente se aleja directamente del receptor y fR siempre es menor que fS; si v es negativa, la fuente se mueve directamente hacia el receptor y fR es mayor que fS.

**Ondas de choque**

El movimiento del avión en el aire produce sonido; si vS es menor que la rapidez del sonido v, las ondas delante del avión se apretarán con una longitud de onda dada por la ecuación 16.27

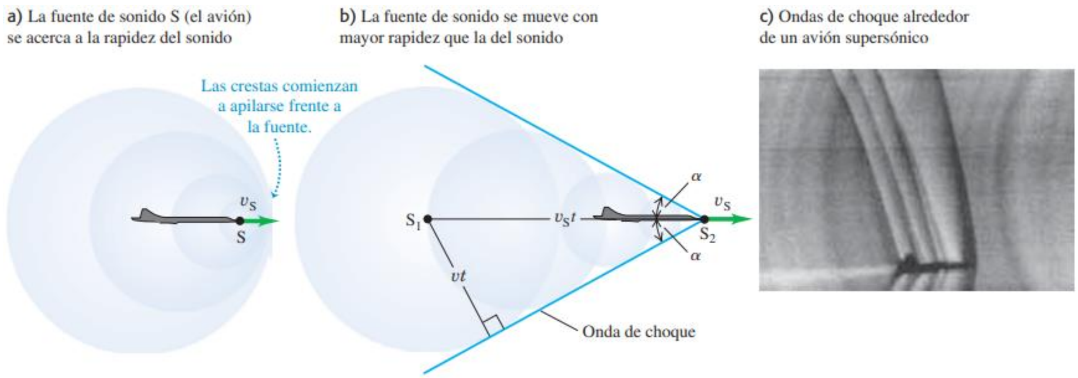
$$\boldsymbol{\lambda_{en\ frente}} = \frac{\boldsymbol{u} - \boldsymbol{u_s}}{\boldsymbol{f_s}}$$

Si el avión es supersónico, significa que va más rápido que la velocidad del sonido, y por tanto las ecuaciones de Doppler ya no sirven para describir su movimiento. La punta del avión emite una serie de crestas de onda; cada una se expande en un círculo centrado en la posición del avión cuando emitió esa cresta. Podemos ver que las crestas circulares se interfieren constructivamente en puntos a lo largo de la línea azul que forma un ángulo a con la dirección de la velocidad del avión, dando lugar a una cresta de onda de amplitud muy grande sobre la línea. Esta cresta se llama *onda de choque*. Por el triángulo rectángulo de la figura 8b, vemos que el ángulo a está dado por:

$$\boldsymbol{sen\alpha} = \frac{\boldsymbol{ut}}{\boldsymbol{u_s t}} = \frac{\boldsymbol{u}}{\boldsymbol{u_s}}\ (onda\ de\ choque)(16.31)$$

Figura 8

Avión supersónico




Física universitaria Volumen 1- SEARS • ZEMANSKY Página 558