TEMA 3. LAS ONDAS SONORAS.

1. Ondas sonoras.

Interpretación macroscópica del sonido en los gases (aire): Las fuerzas intermoleculares de las cuerdas y los muelles no desempeñan ningún papel en el caso del sonido en el aire, pues las distancias entre las moléculas son muy grandes y las moléculas de aire se propagan libremente al azar. ¿Cómo es posible en estas condiciones la propagación de una onda?

Sea un cilindro largo, lleno de aire, accionado por un pistón móvil, susceptible de comunicar una cantidad de movimiento a las moléculas de una franja pequeña de aire. Éstas llevarán un movimiento organizado, superpuesto a su movimiento al azar, desplazándose a la región vecina e incrementando el número de moléculas en dicha región ⇒ crear una región de compresión (enrarecimiento) o de densidad elevada (baja). Esta región se propaga en el seno del medio material (gas) mediante los sucesivos choques que ocurren entre las moléculas. Obsérvese que no hay movimiento neto de moléculas en la dirección de la onda, siendo la variación de la densidad, respecto de su valor de equilibrio, la que desplazándose en el espacio origina la onda sonora.

Así, las ondas sonoras en el aire originan un desplazamiento organizado de las moléculas de aire alrededor de su punto de equilibrio. Las colisiones de las moléculas excitadas con las moléculas vecinas, con transmisión de la perturbación, lo que supone transmisión de cantidad de movimiento y de energía, es lo que constituye una onda sonora en el aire.

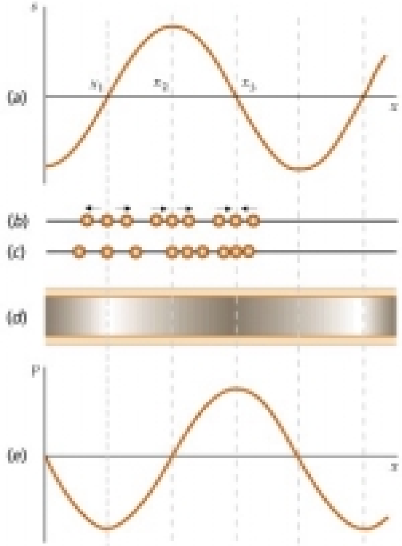

Figura 15.10. a) Desplazamiento respecto del equilibrio de las moléculas de aire bajo una onda armónica sonora, b) distribución uniforme de les moléculas antes de llegar la onda, c) Distribución al llegar la onda, d) variación de la densidad del aire bajo la onda, e) función de presión del aire: correlacionarla con la función del apartado a).

Sea *s(x,t)* la magnitud que se propaga en la onda, es decir, el desplazamiento de las moléculas de su punto de equilibrio. Una onda sonora armónica se puede representar por:

$$s(x,t) = s_0 \sin(kx - \omega t)$$

donde la variable s representa el desplazamiento de las moléculas de su punto de equilibrio (figura 15.10 c).

Las ondas sonoras son longitudinales, y ocasionan una variación de la densidad del gas, (consecuencia del desplazamiento de las moléculas del punto de equilibrio), y una variación de su presión: (Figura 15.10 d y e)

$$p = p_0 \sin(kx - \omega t - \pi / 2)$$

es la representación matemática de una onda sonora armónica como onda de presión. El desfase de 90º aparece respecto de la ecuación primera, pues al desplazamiento máximo corresponde sobrepresión nula.

Se puede demostrar que la relación que existe entre la amplitud de desplazamiento y de presión para las ondas sonoras es:

$$p_0 = \rho \omega v s_0$$

2. Ondas en tres dimensiones. Intensidad de onda.

Hasta ahora hemos estudiado las ondas monodimensionales. Ahora bien, las ondas también se propagan en el espacio (tres dimensiones) y en las superficies (dos dimensiones) como se observa en la figura 15.11. En este caso (ondas superficiales), la longitud de onda es la distancia entre dos crestas contiguas, que son circunferencias concéntricas denominadas frentes de onda.

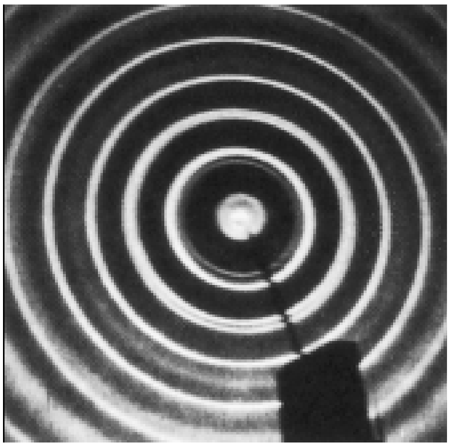

Figura 15.11 Frentes de onda circulares generados en una cubeta de ondas. Se pueden definir los frentes de onda como los puntos del espacio que tienen la misma fase de propagación en un instante determinado.

En el caso del sonido, producido por un foco puntual, puesto que se propaga en el espacio, los frentes de onda son superficies esféricas concéntricas[1].

Rayos: El movimiento de los frentes de onda puede visualizarse mediante rayos, que son líneas rectas radiales[2], perpendiculares a los frentes de onda, como se ve en la figura 15.12.

[1] Esto ocurre en medios homogéneos e isótropos.

[2] Una definición más rigurosa se verá en óptica.

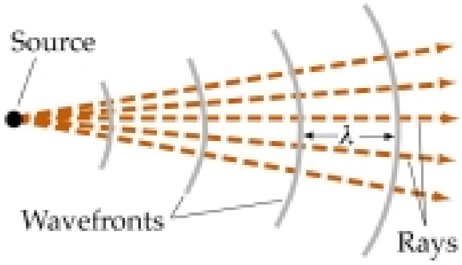

Figura 15.12 El movimiento de los frentes de ondas representado por los rayos, siempre perpendiculares. Observad la longitud de onda.

Onda plana: A distancias muy grandes del foco puntual, los frentes de onda pueden ser considerados planos, con los rayos aproximadamente paralelos. Este es el concepto de onda plana. (Figura 15.13).

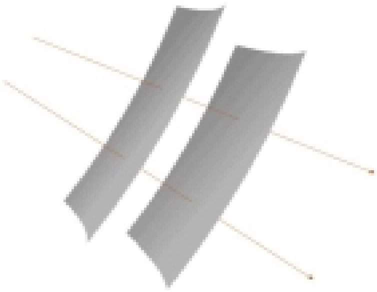

Figura 15.13. Concepto de onda plana: a distancias grandes de un foco puntual, los frentes de onda son aproximadamente planos, y los rayos son líneas paralelas perpendiculares a los frentes de onda.

Un foco puntual viene caracterizado por su potencia emisora P. En consecuencia, la potencia por unidad de área, que llegará a una superficie esférica que se encuentra a distancia r del foco, valdrá:

$$P/4\pi r^2$$

La potencia media por unidad de área que incide perpendicularmente sobre una superficie recibe el nombre de intensidad I de la onda

$$I = \frac{P_m}{A}$$

La unidad de intensidad es el $W.m^{-2}$ y la ecuación de dimensiones de la intensidad es: $[I] = MT^{-3}$

Obsérvese que la intensidad de las ondas que se propagan en el espacio disminuye con el cuadrado de la distancia al foco (ley de la atenuación):

$$I = \frac{P}{4\pi r^2}$$

Este fenómeno, que recibe el nombre de atenuación de las ondas, es una consecuencia directa de la conservación de la energía, que obviamente se aplica a las ondas superficiales y a las esféricas.

Ejercicio: Deducir la forma de la ley de la atenuación para las ondas superficiales.

Existe una relación sencilla entre la intensidad I de la onda y la densidad de energía transportada η (energía por unidad de volumen), en el medio. Sea una onda esférica, que alcanza en un instante t, una superficie de radio r_1. Un instante después $t+\Delta t$, la onda habrá llegado a la superficie de radio $r_1 + v\Delta t$, donde v es la velocidad de propagación de la onda en el medio, Figura 15.15.

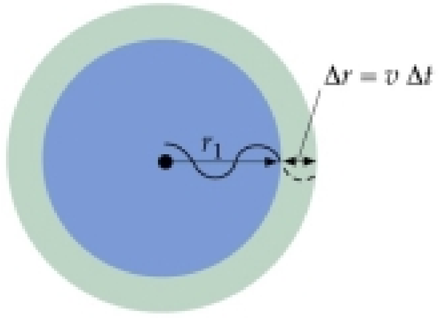

Figura 15.15 Energía transmitida por una onda esférica.

En consecuencia, se habrá transmitido energía a la capa esférica de grosor $v\Delta t$ de la figura, que valdrá:

$$\Delta E = \eta \Delta V = \eta A v \Delta t \rightarrow P_m = \frac{\Delta E}{\Delta t} = \eta A v \rightarrow I = \frac{P_m}{A} = \eta v$$

donde P_m es la potencia media transmitida por el foco a la capa esférica.

La intensidad de una onda es el producto de su velocidad v por la energía por unidad de volumen η que transporta.

Este resultado se aplica a todas las ondas.

La energía que una onda sonora transporta en un gas, es la energía de vibración de sus moléculas, que oscilan con un movimiento armónico simple (ondas armónicas) a lo largo de la dirección de propagación de la onda:

$$\text{Energía del m.v.a.s} \rightarrow \frac{1}{2} m\, \omega^2 A^2$$

Sustituyendo A por s_0 y m por $\rho\Delta V$, la masa del elemento de volumen ΔV:

$$\Delta E = \frac{1}{2}\rho\omega^2 s_0^2 \Delta V \rightarrow \eta = \frac{\Delta E}{\Delta V} = \frac{1}{2}\rho\omega^2 s_0^2$$

y la intensidad vale:

$$I = \eta v = \frac{1}{2}\rho\omega^2 s_0^2 v = \frac{1}{2}\frac{p_0^2}{\rho v}$$

donde se ha usado la relación para las ondas sonoras entre las amplitudes de desplazamiento s_0 y de la presión p_0.

Observad, que la intensidad es siempre proporcional al cuadrado de la amplitud (s_0,p_0), independientemente de cual sea la magnitud física utilizada para la descripción de la onda sonora.

El intervalo de audición humana se acomoda desde valores pequeños (10^{-12} Wm^{-2}) (*umbral de audición*), hasta valores del orden de 1 Wm^{-2} (*límite doloroso*), valores que corresponden a variaciones de presión, sobre la atmosférica, de $3x10^{-5}$ Pa y 30 Pa. (Se trata de variaciones de presión muy pequeñas comparadas con la atmosférica que es del orden de 10^5 Pa).

3. Campo de audición humana. Decibelios y fones.

La sensación fisiológica que produce un sonido en nosotros, no es lineal con la intensidad. Por esto, empleamos la función logarítmica para definir la sensación producida (denominada nivel de intensidad β), más de acuerdo con la respuesta de nuestra fisiología:

$$\beta = 10 \log \frac{I}{I_0} \ \mathrm{dB}$$

donde β se mide en decibelios dB, I_0 es la intensidad de un sonido de referencia (el que produce el límite de audición), de valor $I_0 = 10^{-12}$ Wm^{-2}, e I es la intensidad de un determinado sonido al que le corresponde el nivel de intensidad sonora β, dado por la fórmula anterior. En esta escala el límite doloroso corresponde a 120 db y el límite de audición es de 0 db.

En la tabla 15.1. presentamos el nivel de intensidad sonora de algunos sonidos comunes ($I_0 = 10^{-12}$ Wm^{-2})

Obsérvese que una disminución de la intensidad física (wats/m^2) del sonido en un factor de 10^3 corresponde a una disminución del nivel de intensidad sonora de 3 belios o 30 db.

La sensación sonora es la magnitud física que indica en promedio la respuesta del organismo humano a los sonidos que excitan el oído. La sensación sonora se mide en *fones* y depende así mismo de la frecuencia del sonido; así en la figura 15.6 se representa el campo de audición humana, observando que el nivel de intensidad (sensación fisiológica) depende de la intensidad del sonido. También, el límite de audición depende bastante de la frecuencia del sonido.

Fuente	I/I_0	dB	Descripción
	10^0	0	Límite de audición
Respiración normal	10^1	10	Poco audible
Rumor de hojas	10^2	20	
Conversación en voz baja	10^3	30	A penas ruidoso
Biblioteca	10^4	40	
Oficina tranquila	10^5	50	Poco ruidoso
Conversación normal	10^6	60	
Tráfico denso	10^7	70	
Oficina ruidosa	10^8	80	
Camión a (15m); cataratas del Niágara	10^9	90	La exposición constante perjudica el oído
Tren	10^{10}	100	
Ruido de construcción	10^{11}	110	
Concierto de ROCK	10^{12}	120	Límite del dolor
Pilón neumático	10^{13}	130	
Reactor	10^{15}	150	
Motor de cohete	10^{18}	180	

Tabla 15.1 Intensidad y nivel de intensidad sonora.

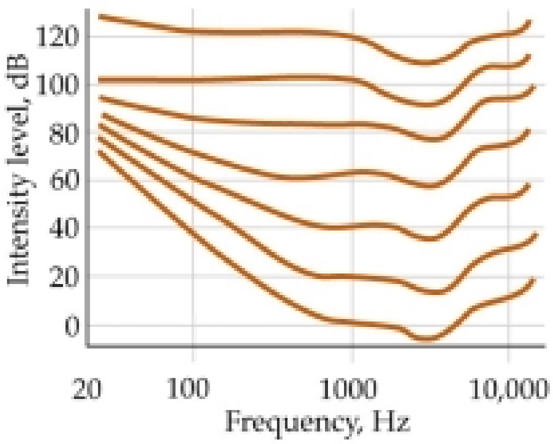

Figura 15.6 Nivel de intensidad (en dbs) en función de la frecuencia de los sonidos y curvas de igual sensación sonora (fones) en el oído humano.

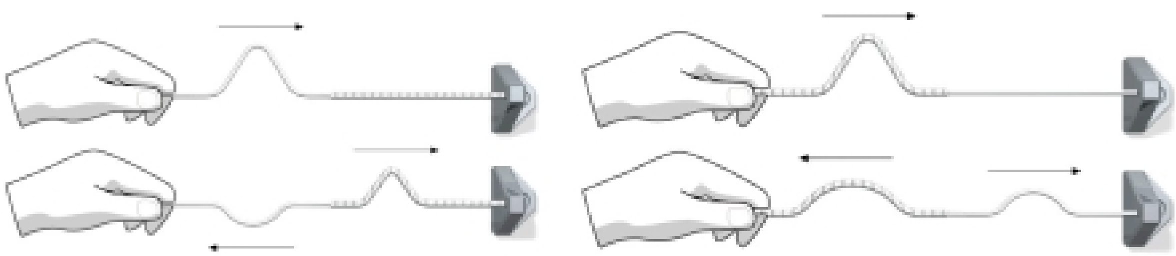

Figura 15.17. Pulsos de onda propagándose sobre cuerdas de diferente densidad. Observad que en el primer caso la onda reflejada se invierte.

11. Ondas y fronteras: Conceptos de reflexión, refracción y difracción de ondas.

Denominaremos frontera a cualquier discontinuidad en las propiedades del medio en el que se propaga una onda. La velocidad de la onda en los dos medios separados por la frontera es diferente. Cuando una onda incide sobre una frontera, parte de la onda se refleja y parte se transmite al nuevo medio. Ejemplos y figura:

Reflexión y refracción.

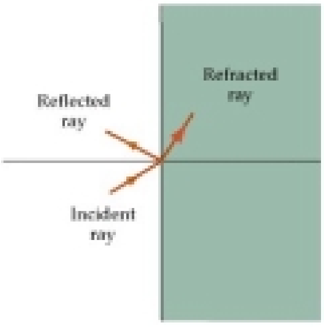

Figura 15.19. Onda que incide sobre una frontera (superficie de separación) de dos medios diferentes. Origina una onda reflejada y otra transmitida al nuevo medio. Reciben el nombre de onda reflejada y onda refractada.

En tres dimensiones, una frontera entre dos regiones de propiedades diferentes queda constituida por una superficie. Como ejemplo, podemos considerar la figura 15.19 en la que una onda (sonora, de luz, etc.) incide sobre una superficie de separación, como aire –agua, agua- vidrio, etc.

Difracción.

El fenómeno de la *difracción* aparece cuando una onda encuentra un obstáculo en su propagación (o una abertura) de tamaño similar a su longitud de onda λ. Este fenómeno hace que las ondas puedan rodear el obstáculo, como se ve en la figura 15.23, para ondas superficiales sobre agua.

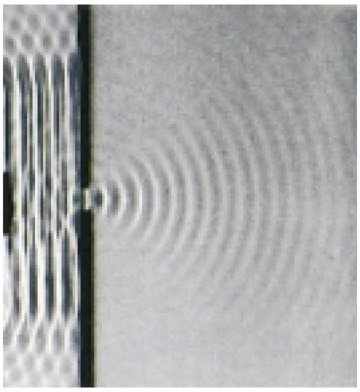
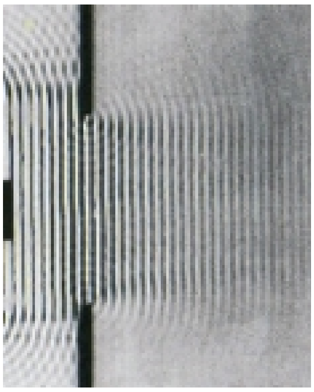

Figura 15.23 i 15.25. Difracción (y no) de ondas en una cubeta cuando el tamaño de la abertura es del orden (mayor) que la longitud de onda.

Por el contrario, si la longitud de onda es pequeña frente a la abertura que encuentran las ondas, el efecto de la difracción es despreciable, como puede observarse en la figura 15.25.

Es necesario distinguir ahora la propagación de las ondas de la propagación de las partículas clásicas (Figura 15.24).

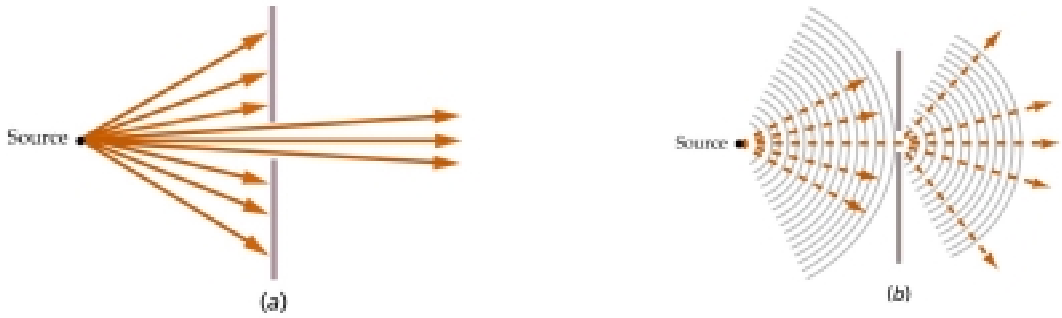

Figura 15.24. Diferente comportamiento de un haz de partículas y una onda al atravesar una barrera con una abertura estrecha.

12. Efecto Doppler.

Cuando el foco generador de les ondas y el receptor se mueven relativamente uno respecto del otro, la frecuencia de emisión y la de recepción son diferentes: esto es lo que se denomina *el efecto Doppler*

La frecuencia es mayor si ambos se aproximan, y es menor cuando se alejan. Ejemplos: moto acercándose (alejándose) de nosotros a velocidad, o el claxon de un coche, etc.

El hecho importante *es que las ondas se propagan a velocidad constante en el medio*, independientemente de los movimientos que puedan efectuar la fuente y el receptor: la velocidad de las ondas (en general) sólo depende de las características elástico-inerciales del medio (material) en el que se propagan las ondas, siendo independiente de las velocidades del foco y del receptor o de la propia frecuencia de emisión. La velocidad de las ondas es estrictamente una propiedad del medio y en consecuencia no resulta afectada por el movimiento de la fuente.

En consecuencia, cuando aquí se hable de la velocidad del foco o del receptor, siempre nos referiremos a su velocidad de desplazamiento respecto del medio material (supuestamente QUIETO).

- Cuando el foco está en movimiento, la magnitud afectada es la longitud de onda $\lambda \rightarrow \lambda' \Rightarrow f \rightarrow f' = v/\lambda'$. Ver figura 15.26.
- Cuando el receptor está en movimiento, la frecuencia detectada varía, al ser mayor (o menor) el número de ondas que se detecta por intervalo de tiempo. Ver figura 15.27.

a) Foco móvil.

Sea un foco móvil, con velocidad u_s menor que la de la onda en el medio, como se ve en la figura 15.26 a y b.

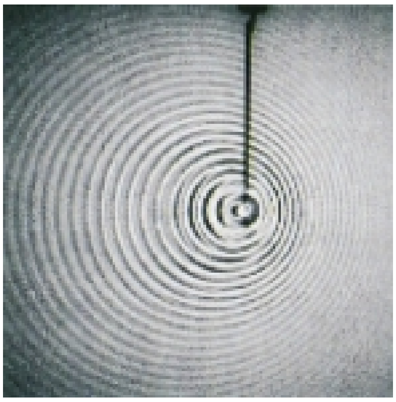

Figura 15.26 a. Efecto Doppler producido en una cubeta de ondas, por un foco puntual que se desplaza hacia la derecha, a velocidad u_s menor que v, la velocidad de las ondas en el agua.

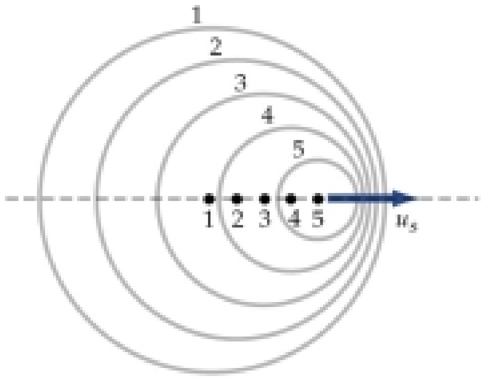

Figura 15.26 b. Explicación de la deformación de los frentes de onda. Obsérvese que cada número del frente de onda corresponde al de su emisión por parte del foco móvil, cuando se encontraba en el punto igualmente numerado.

Las ondas enfrente del foco se comprimen, mientras que las de atrás se separan, quedando afectada por tanto, la longitud de onda.

Sea λ_f la longitud de la onda en el frente del foco y sea v la velocidad de las ondas *relativa al medio* (en reposo). Supongamos que en el intervalo Δt el foco emite N ondas: $f_0=N/\Delta t$. Éstas avanzarán una distancia $v\Delta t$, mientras que el foco por su parte avanza $u_s\Delta t$.

Las N ondas generadas por el emisor están pues comprimidas en la parte frontal en la distancia $(v-u_s)\Delta t$, siendo la longitud de onda medida por el observador:

$$\lambda_f = \frac{(v - u_s)\Delta t}{N} = \frac{(v - u_s)}{f_0} = \frac{v}{f_0}\left(1 - \frac{u_s}{v}\right) \longrightarrow$$

$$f' = \frac{v}{\lambda_f} = \frac{f_0}{1 - u_s / v}$$ *foco acercándose al receptor*

Cambiando el signo encontramos la longitud de onda medida detrás del foco que se aleja, pues el espacio en el que se encuentran las N ondas habrá aumentado en este caso:

$$\lambda_b = \frac{(v + u_s)\Delta t}{N} \longrightarrow f' = \frac{v}{\lambda_b} = \frac{f_0}{1 + u_s / v}$$

foco alejándose del receptor

b) Receptor móvil.

Sea el receptor quien se mueve en el medio material, con velocidad u_r respecto del foco, solidario con el medio material, el número de ondas que pasan por delante de él en Δt, es (como es ve en la figura 15.27):

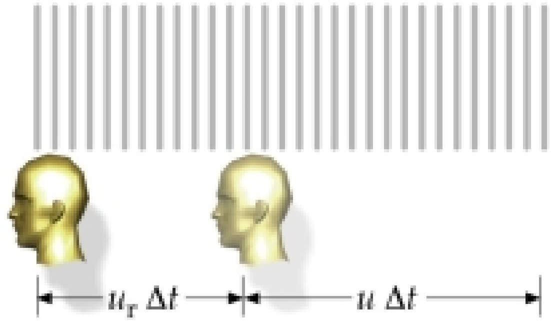

Figura 15.27 Ondas que detecta el observador al aproximarse al foco, solidario con el medio.

$$N = \frac{v\Delta t + u_r\Delta t}{\lambda} \rightarrow f' = \frac{N}{\Delta t} = \frac{v + u_r}{\lambda} = f_0\left(1 + \frac{u_r}{v}\right)$$

Receptor acercándose al foco

Finalmente:

$$N = \frac{v\Delta t - u_r\Delta t}{\lambda} \rightarrow f' = \frac{N}{\Delta t} = \frac{v - u_r}{\lambda} = f_0\left(1 - \frac{u_r}{v}\right)$$

Receptor alejándose del foco.

Cuando ambos se mueven respecto del medio material en el que se propaga la onda, todas estas ecuaciones pueden combinarse en:

$$f' = \frac{(1 \pm u_r / v)}{(1 \pm u_s / v)} f_0$$

donde u_r representa la velocidad del receptor y u_s la de la fuente emisora respecto del medio material. Obsérvese que es fácil escoger el signo correcto si consideramos que la frecuencia aumenta al acercarse uno al otro.

Es fácil demostrar, que si despreciamos los términos de segundo orden en el desarrollo de Taylor, lo que es correcto si $u \ll v$, la frecuencia viene dada en ambos casos por:

$$f' \approx \left(1 + \frac{u_s - u_r}{v}\right) f_0 \,, \qquad \text{si} \quad (u_{r,s} \ll v\,)$$

Es necesario advertir, que las velocidades $u_{r,s}$ del receptor y de la fuente, están referidas siempre respecto del medio material en reposo, de manera que *si hay "viento"*, lo que significa medio material en movimiento, éstas se deberán modificar convenientemente, por ejemplo, pasando al sistema de referencia en el que el medio material se encuentra en reposo.

Ejemplos:

- Radar para controlar la velocidad de los vehículos: las ondas electromagnéticas[3] son reflejadas por el vehículo, que actúa como receptor móvil y como nuevo emisor en movimiento hacia el receptor. Aplicaremos el efecto Doppler dos veces, en la aproximación anterior, pues u<<v.
- Desplazamiento hacia el rojo de la luz emitida por las galaxias. Las galaxias se alejan de la Vía Láctea con velocidad uniforme. Los espectros visibles característicos de emisión de los átomos, al ser recibidos en la Tierra, se encuentran desplazados hacia el rojo (menor frecuencia).

Hemos visto que el efecto Doppler, aplicado a las ondas materiales, depende (en segundo orden) de quien sea el que se desplaza respecto del medio, el objeto o el foco. Así, la frecuencia observada cuando el foco se mueve hacia el receptor (quieto) con velocidad u,

$$f' = \frac{f_0}{1 - u/v} = f_0\left(1 - \frac{u}{v}\right)^{-1} \cong f_0\left(1 + \frac{u}{v} + \frac{u^2}{v^2} + \ldots\right)$$

mientras que si es el receptor el que se mueve hacia el foco (quieto) con velocidad u, solamente se aplican los dos primeros términos del desarrollo. La diferencia, medida es del orden de $(u/v)^2$. Por tanto, no sólo es importante el movimiento relativo de la fuente y del receptor entre sí, además aparece este término que refleja el movimiento (digamos *absoluto*) de ambos respecto del medio de propagación.

Esta diferencia es importante teóricamente, pues permite saber quien es el que está en movimiento respecto del medio: el foco o el receptor. Si suponemos que el emisor está en reposo *"absoluto"*, podremos determinar el movimiento *"absoluto"* del receptor.

Estas ideas dieron pie al *experimento de Michelson-Morley*, que tenía como finalidad determinar la velocidad de la Tierra respecto del éter, sustancia misteriosa por sus propiedades sobre la que se suponía que las ondas electromagnéticas (que se suponían materiales en esa época) se propagaban y que llenaba todo el universo.

El fracaso de este experimento, puesto que la velocidad de la luz era la misma a favor y en contra del movimiento de la Tierra, fue uno de los

[3] El efecto Doppler en las ondas electromagnéticas es diferente. Se estudia más adelante en los temas de relatividad.

pilares que soportaron el enunciado de Einstein de la relatividad y en particular la imposibilidad de detección del movimiento absoluto. Cuando se aplican las correcciones relativistas correctas, el efecto Doppler sobre las ondas electromagnéticas es el mismo independientemente de que sea el foco o el receptor quien se mueva.

13. Ondas de choque.

Cuando el emisor de las ondas (sonoras, e.m., etc.) se mueve a velocidad superior a la propia de las ondas en el medio material, se produce el fenómeno denominado ondas de choque, que se puede observar en la figura 15.28 a.

Obviamente:

$$\sin\theta = \frac{vt}{ut} = \frac{v}{u}$$

El cociente entre la velocidad del foco y de la onda se denomina *número de Mach.*

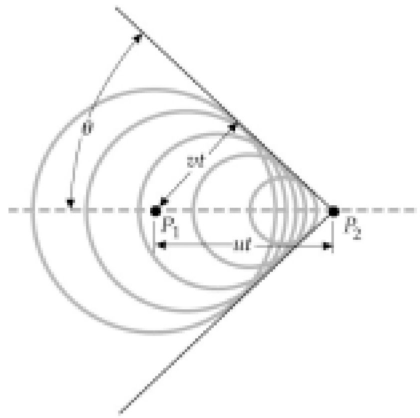

Figura 15.28 a. Formación de ondas de choque.

13.1 Radiación de Txerenkov.

Cuando las partículas cargadas atraviesan un medio material con velocidad superior a la de la luz en el medio, se originan ondas de choque electromagnéticas, que reciben el nombre de *Radiación de Txerenkov*. Esta es la luz azulada que se observa en

Lecturas recomendadas.

- *El efecto Túnel*. (P. Tipler página 459).
- *Los ultrasonidos: localización de objetos mediante ondas sonoras: el sonido y el murciélago*. (P. Tipler página 461).