Por favor: resolver cada problema en hojas separadas e indicar el nombre en todas ellas.

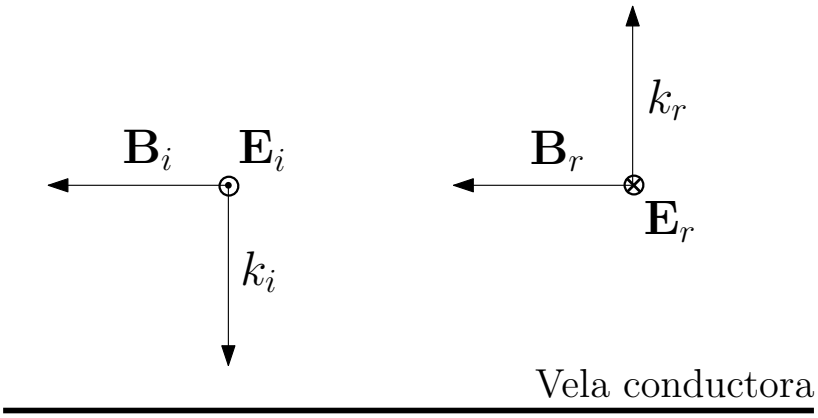
1 *(2.5 puntos)* **Breakthrough Starshot** es un proyecto que pretende desarrollar una flota de micronaves espaciales para explorar Alfa Centauri. Se planea que las micronaves porten una *vela de fotones*, consistente en una gran superficie compuesta por una o varias láminas reflectantes muy ligeras, capaces de aprovechar la presión de las ondas electromagnéticas (EM) para impulsarse.

(a) Suponiendo que la vela es un conductor perfecto, hallar la presión (en promedio temporal) ejercida por una onda EM cuyo campo eléctrico es $\mathbf{E}_i(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}_0\, e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-\omega t}$. Suponer incidencia normal.

Para responder este inciso esperábamos que lo hicieran en la situación para la cual $v \ll c$, de modo que se pudiera considerar que la nave está prácticamente en reposo. La fuerza por unidad de superficie en valor medio está dada por

$$\frac{1}{4\pi}\langle \mathbf{T}\cdot\hat{e}_n\rangle = \frac{1}{8\pi}\mathrm{Re}\left[(\mathbf{E}^*\cdot\hat{e}_n)\mathbf{E} + (\mathbf{B}^*\cdot\hat{e}_n)\mathbf{B} - \frac{1}{2}\left(|\mathbf{E}|^2 + |\mathbf{B}|^2\right)\hat{e}_n\right],$$

siendo $\hat{e}_n$ el versor normal saliente de la superficie.



Como estamos suponiendo que la vela es un conductor perfecto, el campo reflejado $\mathbf{E}_r$ es $-\mathbf{E}_i$. Entonces, el campo total sobre la superficie es

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r = \mathbf{0}\,,$$

mientras que el campo magnético resulta

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_i + \mathbf{B}_r = -2\mathbf{E}_i \times \hat{e}_n\,.$$

Luego, la presión resulta

$$p = \frac{1}{4\pi}\langle \mathbf{T}\cdot\hat{e}_n\rangle = \frac{1}{8\pi}\mathrm{Re}\left[(\mathbf{B}^*\cdot\hat{e}_n)\mathbf{B} - \frac{1}{2}|\mathbf{B}|^2\hat{e}_n\right] = -\frac{1}{4\pi}|\mathbf{E}_0|^2\hat{e}_n\,,$$

donde el signo menos nos dice que la fuerza impulsa la vela (recordar que $\hat{e}_n$ es el versor normal saliente de la superficie).

(b) Estimar el tiempo necesario para que una micronave de masa m y y vela de área A alcance la velocidad $c/5$ si es acelerada desde velocidad cero por la presión calculada en (a) (tratar a la nave como si fuera puntual). *Ayuda: para las velocidades v involucradas resulta $\beta^2 \ll \beta$, con $\beta = v/c$.*

Comenzamos escribiendo la ecuación que determina la variación de impulso de la nave debido a la presión hallada en el inciso (a):

$$\frac{d}{dt}\left[m\gamma(v)v\right] = F = |p|\,A = \frac{A|\mathbf{E}_0|^2}{4\pi}\,.$$

Como el lado derecho es constante, podemos integrar la ecuación anterior para obtener

$$m\gamma(v)v = \frac{A|\mathbf{E}_0|^2 t}{4\pi} + C_0\,,$$

donde C_0 es una constante que se determina teniendo en cuenta la condición inicial (velocidad cero a tiempo cero), es decir, $C_0 = 0$. Ahora, reemplazando $v = c/5$, se puede despejar el tiempo necesario para alcanzar dicha velocidad

$$t = \frac{4\pi m\gamma(c/5)c}{5A|\mathbf{E}_0|^2} = \frac{2\pi mc}{\sqrt{6}A|\mathbf{E}_0|^2}\,.$$

Esta era la forma exacta de calcular el tiempo. La ayuda estaba puesta por si alguno hacía explícitamente las derivadas de γ y v respecto al tiempo. En dicho caso, la integración resultaba un poco más complicada y la ayuda simplificaba un poco el cálculo.

(c) Generalizar el resultado del inciso (a) para el caso en que la incidencia no es normal.

Cuando la incidencia no es normal hay que considerar ambas polarizaciones de la onda. Para el caso TE, por ejemplo, la única diferencia que había con el inciso (a) es que el campo magnético incidente formaba un ángulo de $\frac{\pi}{2} - i$ con la superficie, siendo i el ángulo de incidencia de la onda. Esto hacía que el campo magnético total sobre la superficie adquiriera un factor $\cos(i)$ extra. Es decir, sobre la superficie resultaba

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_i + \mathbf{E}_r = \mathbf{0}\,, \quad \text{y} \quad \mathbf{B} = \mathbf{B}_i + \mathbf{B}_r = -2\mathbf{E}_i\cos(i) \times \hat{e}_n\,,$$

lo que introducía un factor $\cos^2(i)$ en la presión:

$$p = -\frac{1}{4\pi}|\mathbf{E}_0|^2\cos^2(i)\hat{e}_n\,.$$

La cuenta para los modos TM era similar (allí también había una componente no nula, perpendicular a la superficie, del campo eléctrico).

2 *(2.5 puntos)* Un cilindro circular infinito está cargado uniformemente en volumen. Calcular los campos en un sistema de referencia que se mueve con velocidad constante paralela al cilindro:

(a) a partir de las distribuciones de carga y corriente en el nuevo sistema;

NOTACIÓN: A lo largo del ejercicio, las cosas que aparecen en gris son aclaraciones útiles para ustedes, pero que no esperábamos que las hicieran (es decir, si no dijeron NADA de las cosas en gris, igual pueden haber obtenido 2.5/2.5 en este ejercicio)

Antes de empezar a resolver, un comentario respecto de lo que pide el ejercicio, es conveniente, antes de empezar a hacer cuentas saber cuál es el objetivo que tenemos. Este ejercicio pide calcular los campos $\mathbf{E}'(\mathbf{r}')$ y $\mathbf{B}'(\mathbf{r}')$ producidos por la configuración de fuentes mencionada en el ejercicio, en el sistema S', que se mueve con velocidad constante v paralela al cilindro con respecto al sistema en reposo S. NO PUEDO, en este ejercicio NO CALCULAR LOS CAMPOS EXPLÍCITAMENTE, porque eso es todo lo que pide.

En este primer ítem hay que transformar las fuentes. En el sistema S, tenemos un cilindro con una densidad de carga uniforme ρ y sin corrientes (no hay ninguna carga en movimiento. Lo más conveniente es ubicar el sistema S tal que el eje z coincida con el eje de simetría del cilindro. Con esta información, podemos construirnos el cuadrivector corriente J^μ, que resulta una notación que simplifica el trabajo de aplicar la transformación de Lorentz.

Si recordamos que el cuadrivector corriente se define como $J^\mu = (c\rho, \mathbf{J})$, encontramos que en el sistema S

$$J^\mu_S = (c\rho, 0, 0, 0)$$

En el sistema S', que se mueve con $\mathbf{v} = v\hat{z}$ respecto de S, el cuadrivector corriente se ve como

$$J'^\mu_{S'} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c\rho \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c\gamma\rho \\ 0 \\ 0 \\ -c\beta\gamma\rho \end{pmatrix}$$

En el sistema S' tenemos entonces una densidad de carga en volumen uniforme $\rho' = \gamma\rho$, y una corriente estacionaria uniforme $\mathbf{J} = -c\beta\gamma\rho\hat{z}$. Notar que tiene sentido que si en S veo únicamente una distribución uniforme de carga, cuando me muevo con velocidad v en la dirección z, veo una corriente en la misma dirección pero en sentido contrario a mi movimiento.

Para encontrar los campos, hacemos uso de las leyes de Gauss y Ampere. La ley de Gauss en su forma integral y en el sistema de unidades que uzamos durante la cursada es

$$\oint d\mathbf{S}\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 4\pi \int dV \rho(\mathbf{r})$$

Para encontrar los campos usando únicamente estas leyes, era necesario descartar dependencias y componentes usando argumentos de simetría. Para el caso de la distribución de carga, ésta es simétrica ante

- Traslaciones en la dirección z $\rightarrow \mathbf{E} \neq \mathbf{E}(z)$
- Rotaciones en torno al eje del cilindro $\rightarrow E_\varphi$, E_z y E_r no dependen de φ.
- Reflexiones respecto de cualquier plano que contenga al eje $\rightarrow E_\varphi = 0$
- Reflexiones respecto de cualquier plano z=cte $\rightarrow E_z = 0$

En conclusión, encontramos que el campo en el sistema S', que llamaremos $\mathbf{E}'(\mathbf{r}')$, cumple que

$$\mathbf{E}'(\mathbf{r}') = E'_r(r')\hat{r}$$

Tomando como superficie otro cilindro de radio r' y altura h

$$\oint d\mathbf{S}\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \cancel{\int_{\text{base}} dS(-\hat{z})E'_r(r')\hat{r}} + \cancel{\int_{\text{tapa}} dS\hat{z}E'_r(r')\hat{r}} + \int_{\text{lat}} dS\hat{r}E'_r(r')\hat{r}$$

Donde las dos primeras integrales se anulan porque $\hat{z}\cdot\hat{r} = 0$, y la integral sobre los laterales resulta

$$\int_{\text{lat}} dS\hat{r}E'_r(r')\hat{r} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^h dz r' E'_r(r') = 2\pi h r' E'_r(r')$$

La carga encerrada por esta superficie depende de la relación entre r' y el radio del cilindro, que llamaremos a.

$$\int dV\rho(\mathbf{r}') = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^h dz \int_0^{r'} r\gamma\rho\theta(a-r) = 2\pi h\gamma\rho \begin{cases} \frac{r'^2}{2} \text{ si } r' < a \\ \frac{a^2}{2} \text{ si } r' \geq a \end{cases}$$

Así, encontramos que el campo eléctrico en el sistema S' es

$$\boxed{\mathbf{E}'(\mathbf{r}') = 2\pi\gamma\rho \begin{cases} r'\hat{r} & \text{si } r' < a \\ \frac{a^2}{r'}\hat{r} & \text{si } r' \geq a \end{cases}}$$

Para el campo magnético queremos usar la ley de Ampere. Si bien la ley de Gauss, que en su forma diferencial es $\nabla\cdot\mathbf{E} = 4\pi\rho$, vale independientemente de la existencia o no de corrientes, la ecuación que relaciona el campo magnético con la corriente es $\nabla\times\mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{J} + \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}$. Pero como el campo eléctrico no varía con el tiempo, recuperamos la forma de la ley de Ampere que usamos para los ejercicios de la guía 1.

$$\oint d\mathbf{l}\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{4\pi}{c} I_{enc}$$

Usando argumentos de simetría nuevamente, encontramos que para una corriente uniforme $\mathbf{J} = J\hat{z}$, $\mathbf{B}'(\mathbf{r}') = B'_\varphi(r')\hat{\varphi}$, de forma que, para una curva circular de radio r'

$$\oint d\mathbf{l}\,\mathbf{B}'(\mathbf{r}') = \int_0^{2\pi} d\varphi\,\hat{\varphi}\,r' B'_\varphi(r')\hat{\varphi} = 2\pi r'\,B'_\varphi(r').$$

Por otro lado, la corriente encerrada por la curva depende nuevamente de la relación entre el radio de la curva y el radio del cilindro

$$I_{enc} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{r'} r\gamma\beta\rho c\theta(a-r) = -2\pi\gamma\beta\rho c \begin{cases} \frac{r'^2}{2} \text{ si } r' < a \\ \frac{a^2}{2} \text{ si } r' \geq a \end{cases}$$

De manera que el campo magnético en el sistema S' resulta

$$\boxed{\mathbf{B}'(\mathbf{r}') = -2\pi\gamma\beta\rho \begin{cases} r'\hat{\varphi} & \text{si } r' < a \\ \frac{a^2}{r'}\hat{\varphi} & \text{si } r' \geq a \end{cases}}$$

(b) por transformación directa de los campos.

En este segundo item nos pide que calculemos los campos en el sistema S, y usemos después las leyes de transformación de los campos. Como vimos al inicio del ejercicio, las fuentes de campo en el sistema S son

$$\begin{aligned}\rho(\mathbf{r}) &= \rho\theta(a-r)\\ \mathbf{J}(\mathbf{r}) &= 0\end{aligned}$$

Usando nuevamente las leyes de Gauss y Ampere, es simple ver a partir del item (a) que

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 2\pi\gamma\rho\begin{cases} r\hat{r}\,\text{si}\,r<a \\ \frac{a^2}{r}\hat{r}\text{si}\,r\geq a\end{cases} \qquad \mathbf{B}(\mathbf{r}) = 0$$

Además, como el sistema S' se mueve con $\beta = \frac{v}{c}\hat{z}$ respecto de S, sabemos que

$$\begin{aligned}\mathbf{E}_{\parallel} &= 0\\ \mathbf{B}_{\parallel} &= 0\\ \mathbf{B}_{\perp} &= 0,\end{aligned}$$

de forma que, introduciendo esta información en las leyes de transformación de los campos, vemos que

$$\begin{aligned}\mathbf{E}'_{\parallel} &= \mathbf{E}_{\parallel} = 0\\ \mathbf{B}'_{\parallel} &= \mathbf{B}_{\parallel} = 0\\ \mathbf{E}'_{\perp} &= \gamma\left(\mathbf{E}_{\perp} + \cancel{\beta\times\mathbf{B}}\right) = \gamma\mathbf{E}_{\perp} = \gamma E(r')\hat{r}\\ \mathbf{B}'_{\perp} &= \gamma\left(\cancel{\mathbf{B}_{\perp}} - \beta\times\mathbf{E}\right) = -\gamma\beta\times\mathbf{E}_{\perp} = -\gamma\beta E(r')\hat{z}\times\hat{r} = -\gamma\beta E(r')\hat{\varphi}\end{aligned}$$

Utilizando la expresión para el campo eléctrico, encontramos otra vez que

$$\boxed{\mathbf{E}'(\mathbf{r}') = 2\pi\gamma\rho\begin{cases} r'\hat{r} & \text{si}\,r'<a \\ \frac{a^2}{r'}\hat{r} & \text{si}\,r'\geq a\end{cases}}$$

$$\boxed{\mathbf{B}'(\mathbf{r}') = -2\pi\gamma\beta\rho\begin{cases} r'\hat{\varphi} & \text{si}\,r'<a \\ \frac{a^2}{r'}\hat{\varphi} & \text{si}\,r'\geq a\end{cases}}$$

3 *(2 puntos)* Una partícula de masa m y carga q está sujeta a un resorte de constante elástica k. A $t = 0$ se la aparta una distancia x_0 de su posición de equilibrio y se la suelta instantáneamente. En dicha situación, la partícula realiza un movimiento oscilatorio unidimensional en la dirección x.

(a) Hallar la energía irradiada en un período de oscilación (suponer que es suficientemente pequeña como para considerar que la trayectoria no se ve afectada y que el movimiento es no relativista).

Suponemos que la pérdida de energía por radiación es suficientemente pequeña y que por lo tanto la trayectoria de la partícula no se ve afectada. Definiendo $\omega = \sqrt{k/m}$, la posición de la partícula en función del tiempo está dada por

$$x(t) = x_0 \cos(\omega t)\,,$$

donde ya tuvimos en cuenta la condición inicial $x(0) = x_0$. La aceleración es entonces

$$a(t) = -\omega^2 x_0 \cos(\omega t)\,,$$

y utilizando la fórmula de Larmor no relativista podemos hallar la potencia instantánea disipada por radiación

$$P(t) = \frac{2q^2 a(t)^2}{3c^3} = \frac{2q^2\omega^4 x_0^2}{3c^3}\cos^2(\omega t)\,.$$

La energía disipada ΔE en un período de oscilación $T = 2\pi/\omega$ es simplemente la integral de la potencia anterior en dicho período de tiempo, es decir

$$\Delta E = \int_0^{2\pi/\omega} dt\, P(t) = \frac{2q^2\omega^4 x_0^2}{3c^3}\int_0^{2\pi/\omega} dt\, \cos^2(\omega t) = \frac{2\pi q^2\omega^3 x_0^2}{3c^3}\,.$$

(b) Calcular el campo eléctrico de radiación en un punto $\mathbf{r}$, con $|\mathbf{r}| = d \gg x_0$, al orden más bajo no trivial en $\beta = v/c$, siendo v la velocidad de la partícula, en función del tiempo.

La expansión multipolar del campo de radiación es una serie en potencias de $\beta = v/c$ del campo de radiación, por lo que para responder a este inciso nos alcanza con hallar el primer término no nulo de dicha expansión. Comenzamos analizando el término dipolar eléctrico. Para ello, calculamos el momento dipolar eléctrico y su segunda derivada

$$\mathbf{p}(t) = q\,x(t)\,\hat{e}_x \Longrightarrow \ddot{\mathbf{p}}(t) = q\,\ddot{x}(t)\,\hat{e}_x = -q\,\omega^2 x_0 \cos(\omega t)\,\hat{e}_x\,.$$

El campo de radiación dipolar eléctrico es entonces

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t)_{\text{dip. eléct.}} = \frac{1}{c^2 r}\hat{e}_r \times (\hat{e}_r \times \ddot{\mathbf{p}}(t_{\text{ret.}})) = -\frac{q\omega^2 x_0 \cos\left[\omega\,(t - r/c)\right]}{c^2 r}\hat{e}_r \times (\hat{e}_r \times \hat{e}_x)\,,$$

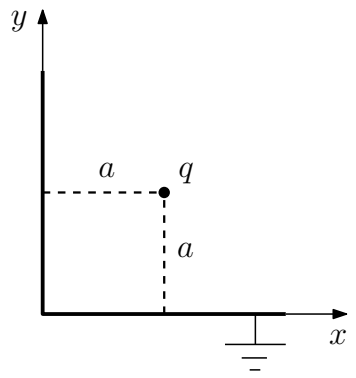
donde pusimos $t_{\text{ret.}} = t - r/c$ debido a que $r \gg x_0$. Teniendo en cuenta que $\hat{e}_x = \text{sen}\theta\cos\varphi\,\hat{e}_r + \cos\theta\cos\varphi\,\hat{e}_\theta - \text{sen}\varphi\,\hat{e}_\varphi$, la expresión final es

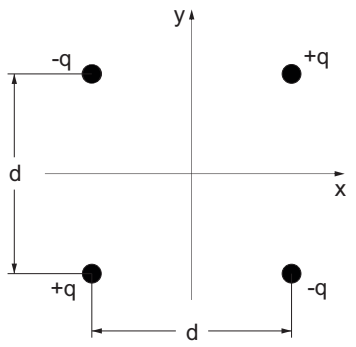
$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t)_{\text{dip. eléct.}} = -\frac{q\omega^2 x_0 \cos\left[\omega\,(t - r/c)\right]}{c^2 r}\left(-\cos\theta\cos\varphi\,\hat{e}_\theta + \text{sen}\varphi\,\hat{e}_\varphi\right)\,.$$

Se verifica que en la dirección x ($\theta = \pi/2$, $\varphi = 0$) el campo de radiación es nulo, ya que allí es $\hat{e}_r = \hat{e}_x \,//\, \ddot{\mathbf{p}}(t)$.

4 *(3 puntos)* Decidir si cada una de las siguientes afirmaciones es verdadera o falsa. Justificar.

(a) En la situación de la figura, la fuerza ejercida por el conjunto de paredes semi-infinitas conductoras conectadas a tierra sobre la carga q es $\mathbf{F} = \frac{(1-2\sqrt{2})q^2}{8\sqrt{2}a^2}(\hat{e}_x + \hat{e}_y)$.





La fuerza sobre la carga puede calcularse como la integral del tensor de Maxwell sobre una superficie arbitraria que la contenga. Como el tensor de Maxwell es función del campo eléctrico total, y el campo eléctrico total es el mismo que el que produciría la distribución de cargas de la figura (por el método de imágenes), entonces la fuerza sobre la carga es la suma de las fuerzas que le realiza cada una de las cargas imágenes. Como se conoce la distancia entre las cargas es sencillo calcular esta fuerza y verificar que el enunciado es VERDADERO.

(b) Dos medios con índices de refracción iguales se encuentran separados por una interfase plana. En dicha situación, la intensidad de una onda EM plana transmitida de uno de los medios hacia el otro no depende del ángulo de incidencia.

El enunciado es VERDADERO. Como se da la polarización de la onda, analizamos por separado sus componentes TE y TM. Lo que sabemos es que $n = n'$, pero en principio pueden ser $\varepsilon \neq \varepsilon'$ y $\mu \neq \mu'$, siempre y cuando resulte $n = \sqrt{\varepsilon\mu} = \sqrt{\varepsilon'\mu'} = n'$. Utilizando que $n = n'$ en las relaciones de Fresnel para la amplitud de la onda transmitida (tanto para los modos TE como para los modos TM) vemos la única dependencia con el ángulo de incidencia, dada por $\cos(i)$, se factoriza en el numerador y en el denominador y queda

$$\frac{E_t}{E_i} = \frac{2}{1 + \frac{\mu}{\mu'}},$$

para los modos TE y

$$\frac{E_t}{E_i} = \frac{2}{\frac{\mu}{\mu'} + 1},$$

para los modos TM. De este modo, la amplitud de la onda transmitida es independiente del ángulo de incidencia.

(c) Tres auxiliares ubicados en el mismo punto del espacio que viajan con distintas velocidades en sus naves espaciales, ven luz proveniente de una estrella (ver figura). Ludmila, en reposo, ve la estrella de color rojo ($700nm$) mientras que Lucas, que se mueve a velocidad $\mathbf{v}$, la ve de color naranja ($600nm$). Entonces, Nicolás, cuya velocidad es $2\mathbf{v}$, ve la estrella de color verde ($500nm$).

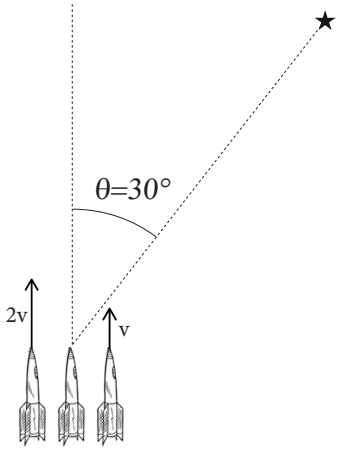


Figura 2: Figura del problema 4(c)

De la transformación de Lorentz para la primera componente del cuadrivector $(k^\mu) = \left(\frac{\omega}{c}, \mathbf{k}\right)$ puede obtenerse la frecuencia ω' que percibe un observador en movimiento con velocidad $\mathbf{v}$ respecto a otro (efecto Doppler relativista). En el sistema de Ludmila, el cuadrivector k^μ es $\frac{\omega_{\text{Ludmila}}}{c}(1, -\text{sen}\,\theta, 0, -\cos\theta)$ (hemos elegido v en la dirección z y x en el plano formado por la dirección de la onda y z). Las frecuencias de la luz para Lucas y Nicolás serán entonces

$$\omega_{\text{Lucas}} = \frac{(1+\beta_{\text{Lucas}}\cos\theta)}{\sqrt{1-\beta^2_{\text{Lucas}}}}\omega_{\text{Ludmila}} = \frac{(1+\frac{\sqrt{3}}{2}\beta)}{\sqrt{1-\beta^2}}\omega_{\text{Ludmila}}\,,$$

y

$$\omega_{\text{Nicolás}} = \frac{(1+\beta_{\text{Nicolás}}\cos\theta)}{\sqrt{1-\beta^2_{\text{Nicolás}}}}\omega_{\text{Ludmila}} = \frac{(1+\sqrt{3}\beta)}{\sqrt{1-4\beta^2}}\omega_{\text{Ludmila}}\,,$$

donde tuvimos en cuenta que Nicolás se mueve al doble de velocidad que Lucas, es decir, que $\beta_{\text{Nicolás}} = 2\beta_{\text{Lucas}} = 2\beta = 2v/c$ y que $\cos(\pi/6) = \frac{\sqrt{3}}{2}$. Como $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$, las relaciones anteriores se pueden poner en términos de las longitudes de onda del siguiente modo

$$\frac{1}{\lambda_{\text{Lucas}}} = \frac{(1+\frac{\sqrt{3}}{2}\beta)}{\sqrt{1-\beta^2}}\frac{1}{\lambda_{\text{Ludmila}}} \quad \text{y} \quad \frac{1}{\lambda_{\text{Nicolás}}} = \frac{(1+\sqrt{3}\beta)}{\sqrt{1-4\beta^2}}\frac{1}{\lambda_{\text{Ludmila}}}\,.$$

De la primera ecuación podemos despejar el valor de β. Hay dos soluciones pero una de ella es negativa, lo que nos daría movimiento en la dirección contraria a la planteada en la figura. La solución que nos interesa está dada por

$$\beta = \frac{-\sqrt{3} + (\lambda_{\text{Ludmila}}/\lambda_{\text{Lucas}})\sqrt{4(\lambda_{\text{Ludmila}}/\lambda_{\text{Lucas}})^2 - 1}}{2(\lambda_{\text{Ludmila}}/\lambda_{\text{Lucas}})^2 + 3/2} = \frac{1}{38}(7\sqrt{10} - 9\sqrt{3}) \approx 0{,}1723\,.$$

Luego podemos utilizar este valor de β para hallar $\lambda_{\text{Nicolás}} = \frac{1400}{71}\sqrt{714\sqrt{30} - 3252}\text{nm} \approx 506\text{nm}$, que no son 500nm pero sin dudas es un valor muy cercano. Estrictamente, como la longitud de onda no es la indicada el enunciado es FALSO, pero Nicolás verá la estrella de color verde de todos modos.