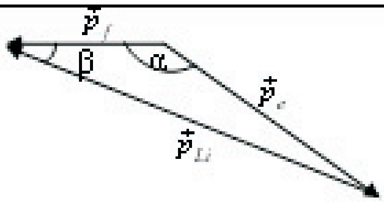
Olimpiada de Fizică
Etapa pe județ
19 februarie 2012
Barem

XII

Subiect	Parțial	Punctaj
1. Barem subiect 1		**10**
a)		
$E(t)=E_0\sin\omega_0 t+E_0\sin\omega_0 t\cos\omega t=E_0\sin\omega_0 t+\frac{1}{2}E_0\sin(\omega_0-\omega)t+\frac{1}{2}E_0\sin(\omega_0+\omega)t$	1 p.	
Prin urmare, radiația incidentă este compusă din trei radiații monocromatice, cu pulsațiile ω_0, $\omega_0-\omega$ și $\omega_0+\omega$. Energia fiecărui sort de fotoni este		
$\begin{cases}E_{f,1}=\hbar(\omega_0-\omega) & = & 2{,}32\,\mathrm{eV}\\E_{f,2}=\hbar\omega_0 & = & 2{,}47\,\mathrm{eV}\\E_{f,3}=\hbar(\omega_0+\omega) & = & 2{,}63\,\mathrm{eV}\end{cases}$.	0,50 p.	**4 p.**
Se observă că doar ultimele două radiații monocromatice au energie suficientă pentru a depăși valoarea lucrului de extracție și a produce efect fotoelectric. Energiile cinetice maxime ale fotoelectronilor extrași de cele două sorturi de fotoni sunt, în acord cu relația lui Einstein	1 p.	
$\begin{cases}E_{c,2}^{max}=E_{f,2}-L_{Li} & =0{,}08\,\mathrm{eV}\\E_{c,3}^{max}=E_{f,3}-L_{Li} & =0{,}24\,\mathrm{eV}\end{cases}$.	0,75 p. 0,75 p.	
b) b1)		
Conservarea impulsului se scrie (v. Fig. 1)  Fig. 1 $\vec{p}_f=\vec{p}_e+\vec{p}_{Li}$,	1 p.	
unde impulsul total al fotonilor incidenți este $p_f=\frac{\hbar}{c}(\omega_0-\omega)+\frac{\hbar}{c}\omega_0+\frac{\hbar}{c}(\omega_0+\omega)=3\frac{\hbar}{c}\omega_0=3{,}96\cdot10^{-27}\,\mathrm{kg\cdot m/s}$,	1 p.	**4 p.**
iar cel al fotoelectronilor emiși $p_e=\sqrt{2m_eE_{c,2}^{max}}+\sqrt{2m_eE_{c,3}^{max}}=(1{,}53+2{,}65)\cdot10^{-25}\,\mathrm{kg\cdot m/s}=4{,}18\cdot10^{-25}\,\mathrm{kg\cdot m/s}$.	1 p.	
Prin urmare, aplicând teorema cosinusului în triunghiul impulsurilor, se obține $\boxed{p_{Li}=\sqrt{p_e^2+p_f^2-2p_ep_f\cos\alpha}=4{,}21\cdot10^{-25}\,\mathrm{kg\cdot m/s}}$	1 p	
b2)		
Unghiul dintre impulsul țintei și al fotonilor incidenți este, în acord cu teorema sinusurilor, de exemplu, aplicată triunghiului impulsurilor: $\sin\beta=\frac{p_e}{p_{Li}}\sin\alpha=0{,}496$ sau $\boxed{\beta=29{,}7}$.	1 p.	**1 p.**
Oficiu		**1 p.**

1. Orice rezolvare corectă ce ajunge la rezultatul corect va primi punctajul maxim pe itemul respectiv.
2. Orice rezolvare corectă, dar care nu ajunge la rezultatul final, va fi punctată corespunzător, proporțional cu conținutul de idei prezent în partea cuprinsă în lucrare din totalul celor ce ar fi trebuit aplicate pentru a ajunge la rezultat, prin metoda aleasă de elev.

<table>
<tr><th>Subiect</th><th>Parțial</th><th>Punctaj</th></tr>
<tr><td>2. Barem subiect 2</td><td></td><td>10</td></tr>
<tr><td>a)
Viteza lui P_1 față de P_2 este
$$v_1' = \frac{v_1 - v_2}{1 - \frac{v_1 v_2}{c^2}},$$
iar cea a lui T față de P_2 este
$$-v_T' = \frac{0 - v_2}{1 - \frac{0 \cdot v_2}{c^2}} = -v_2 \Rightarrow v_T' = v_2,$$
v_T' fiind modulul vitezei lui T față de P_2.
Deoarece $v_1' = v_T'$ (conform enunțului), atunci
$$v_2 = \frac{c^2}{v_1}\left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}\right).$$
Deoarece $v_2 < c$, doar soluția cu semnul minus în fața radicalului convine, deci
$$v_2 = \frac{c^2}{v_1}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}\right) = \frac{c}{\beta_1}\left(1 - \sqrt{1 - \beta_1^2}\right) = \frac{c}{\beta_1}\left(1 - \frac{1}{\gamma_1}\right),$$
unde $\gamma_1 = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_1^2}{c^2}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_1^2}}$.</td><td>1 p.

1 p.

0,50 p.

0,50 p.</td><td>3 p.</td></tr>
<tr><td>b)
Deoarece particulele P_1 și P_2 ajung la T simultan, în sistemul laboratorului
$$\frac{P_2T}{P_1P_2} = \frac{v_2 \Delta t}{(v_1 - v_2)\Delta t} = \frac{v_2}{v_1 - v_2} = \frac{1}{\frac{v_1}{v_2} - 1} = \frac{1}{\frac{\beta_1^2}{1 - \frac{1}{\gamma_1}} - 1} = \frac{1 - \frac{1}{\gamma_1}}{\frac{1}{\gamma_1} - \left(1 - \beta_1^2\right)} = \gamma_1.$$
Prin urmare
$$(P_1P_2)_{/T} = \frac{(P_2T)_{/T}}{\gamma_1}.$$
Dar, luând în considerare contracția lungimilor
$$(P_1P_2)_{/T} = \frac{(P_1P_2)_{/P_1}}{\gamma_1}.$$
Comparând cele două relații de mai sus, rezultă
$$(P_1P_2)_{/P_1} = (P_2T)_{/T}.$$</td><td>1,50 p.

0,25 p.

0,50 p.

0,50 p.</td><td>2,75 p.</td></tr>
</table>

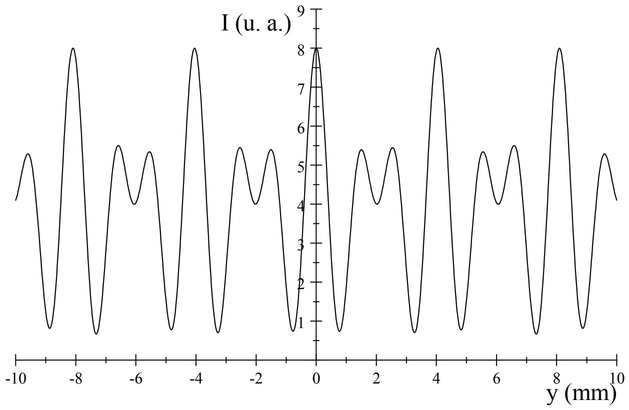
c)		
c1) În SR legat de P_2: În momentul dezintegrării particulei P_1 în punctul A, $AP_2 = L_0$ (din enunț).	0,25 p.	
Dar $AT = \frac{L_0}{\gamma} < L_0$. Prin urmare, P_2 ajunge la T înainte de emisia fotonului!	0,50 p.	
c2) În SR legat de T: În momentul dezintegrării particulei P_1 în punctul A, $AP_2 = \frac{L_0}{\gamma}$, iar $AT = L_0$.	0,75 p.	
Prin urmare $P_2T = L_0 - \frac{L_0}{\gamma}$, dar $P_2T = v\Delta t_{P_2}$, unde Δt_{P_2} este timpul necesar particulei P_2 pentru a ajunge la atomul-țintă T, calculat din momentul emisiei fotonului. Prin urmare	0,50 p.	3,25 p.
$\Delta t_{P_2} = \frac{L_0}{v}\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) = \frac{L_0}{\beta c}\left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)$.	0,25 p.	
Dacă fotonul emis ajunge la P_2 în timpul Δt_f, atunci $c\Delta t_f = AP_2 + v\Delta t_f \Rightarrow \Delta t_f = \frac{L_0}{\gamma c(1-\beta)}$.	0,50 p.	
În cazul în care fotonul ar ajunge la P_2 înainte ca P_2 să ajungă la T ($\Delta t_f < \Delta t_{P_2}$), atunci $\frac{\beta}{(1-\beta)} < \gamma - 1 \Rightarrow \gamma > \frac{1}{1-\beta} \Rightarrow \beta < 0$, ceea ce este imposibil. Prin urmare și în sistemul de referință al atomului-țintă T, P_2 ajunge la T înaintea fotonului.	0,50 p.	
Oficiu		1

Subiect	Parțial	Punctaj
3. Barem subiect 3		**10**
a) Pentru o radiație cu lungimea de undă λ, interfranja este $i = \frac{\lambda D}{a}$.	0,25 p.	
Unghiul sub care vede experimentatorul interfranja de la nivelul planului fantelor (în aproximația unghiurilor mici) este $\theta = \frac{i}{D} = \frac{\lambda}{a}$.	0,25 p.	1 p.
Pentru a putea vedea distinct franjele trebuie ca: $\theta \geq \theta_0 = \frac{\pi}{180 \cdot 60} = 2{,}91 \cdot 10^{-4}$ rad.	0,25 p.	
Prin urmare $\lambda \geq a\theta_0 = 291\,\text{nm}$, ce corespunde unei radiații din UV. Rezultă că alegerea experimentatorului este una adecvată.	0,25 p.	
b) Condiția de suprapunere a maximelor: $\frac{\delta_1 D}{a} = \frac{\delta_2 D}{a} \Rightarrow K_1\lambda_1 = K_2\lambda_2 \Rightarrow \frac{K_1}{K_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{675}{450} = \frac{3}{2}$	0,25 p.	

1. Orice rezolvare corectă ce ajunge la rezultatul corect va primi punctajul maxim pe itemul respectiv.
2. Orice rezolvare corectă, dar care nu ajunge la rezultatul final, va fi punctată corespunzător, proporțional cu conținutul de idei prezent în partea cuprinsă în lucrare din totalul celor ce ar fi trebuit aplicate pentru a ajunge la rezultat, prin metoda aleasă de elev.

Prima suprapunere (după $K=0$) se realizează la maximele $K_1=3$ şi $K_2=2$.	0,25 p.	
Coordonata punctului de pe ecran unde se realizează suprapunerea: $y_{(3,2)}=K_1\lambda_1\frac{D}{a}=K_2\lambda_2\frac{D}{a}\;\Rightarrow\;y_{(3,2)}=4{,}05\,\mathrm{mm}$	0,25 p.	
Interfranjele pentru cele două radiații: $\begin{cases} i_1=\frac{\lambda_1 D}{a} \\ i_2=\frac{\lambda_2 D}{a}\end{cases}\Rightarrow\begin{cases} i_1=1{,}35\,\mathrm{mm} \\ i_2=2{,}03\,\mathrm{mm}\end{cases}$	0,25 p.	
Teoretic, distribuția pe ecran este următoarea: - În centrul ecranului, ambele radiații au maxim de interferență ($\delta_1=\delta_2=0$) – rezultând o zonă intens luminată (de culoare violetă) cu o lărgime ceva mai mică decât interfranja radiației cu λ_2 (~2 mm).	0,25 p.	
- Maximele de interferență suprapuse se produc simetric de o parte şi de alta a maximului central, la perechi de ordine de interferență (3; 2), (6; 4), (9; 6)…(3*n*; 2*n*), *n* număr natural şi au caracteristici similare maximului central. Distanța dintre centrele a două suprapuneri succesive de maxime este $3i_1=2i_2=y_{(3,2)}=4{,}05\,\mathrm{mm}$.	0,25 p.	**2 p.**
- Între suprapunerile succesive ale maximelor celor două radiații, radiația cu λ_1 are două maxime, iar radiația cu λ_2 un maxim. Grupul acestor 3 maxime „intermediare” este plasat simetric între două suprapuneri succesive de maxime şi se extinde pe o distanță ceva mai mică decât dublul interfanjei radiației cu λ_1 (~2 mm).	0,25 p.	
Practic, pe ecran va exista o iluminare aproape uniformă peste tot, cu unele zone mai intens luminate (violet), distanțate la aproximativ 4 mm. Nu există minime absolute deoarece nu există K_1 *și* K_2 numere întregi care să satisfacă relația $\frac{2K_1+1}{2K_2+1}=\frac{\lambda_2}{\lambda_1}=\frac{3}{2}$. Experimentul nu permite efectiv observarea clară a sistemelor de franje aparținând celor două radiații (nu se produce o „rezolvare” suficientă a acestora).	0,25 p.	
Notă: Concluziile anterioare se pot observa şi reprezentând grafic intensitatea energetică pe ecran în funcție de coordonata *y*. Considerând pentru simplitate $I_{01}=I_{02}=I_0$ = 1 u. a. (unitate arbitrară), funcția: $I=4I_0\left[\cos^2(2.33y)+\cos^2(1.55y)\right]$ se reprezintă grafic astfel:		

1. Orice rezolvare corectă ce ajunge la rezultatul corect va primi punctajul maxim pe itemul respectiv.
2. Orice rezolvare corectă, dar care nu ajunge la rezultatul final, va fi punctată corespunzător, proporțional cu conținutul de idei prezent în partea cuprinsă în lucrare din totalul celor ce ar fi trebuit aplicate pentru a ajunge la rezultat, prin metoda aleasă de elev.



c)

Diferența dintre interfranjele celor două radiații este foarte mică:

$$\begin{cases} i_1 = \dfrac{\lambda_1 D}{a} \\ i_2 = \dfrac{\lambda_2 D}{a} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} i_1 = 1{,}767\ \text{mm} \\ i_2 = 1{,}769\ \text{mm} \end{cases} \Rightarrow i_2 - i_1 = (\lambda_2 - \lambda_1)\frac{D}{a} = 1{,}8\ \mu\text{m}.$$ — 0,25 p.

- În centrul ecranului, ambele radiații dau maxim de interferență ($\delta_1 = \delta_2 = 0$) – rezultând o zonă intens luminată (de culoare galbenă) cu o lărgime $i_1 \cong i_2$. — 0,25 p.
- Având în vedere diferența foarte mică dintre interfranje, rezultă că până la distanțe relativ foarte mari de maximul central, maximele şi minimele celor două sisteme de franje generate de cele două radiații sunt practic suprapuse şi pe ecran se rezolvă foarte bine un sistem aparent unic de franje luminoase (de culoare galbenă) şi întunecate (cu o foarte bună aproximație „absolute”), cu o interfranjă $i_1 \cong i_2$. — 0,50 p.
- Maximele radiației cu lungimea de undă puțin mai mare se decalează treptat față de maximele celeilalte radiații pe măsură ce ne îndepărtăm de maximul central – „câştigând” $1{,}8\ \mu\text{m}$ la fiecare maxim de interferență.
- Decalajul dintre cele două sisteme de franje va determina, la o distanță relativ foarte mare de maximul central, ca **maximul** de ordin *K* al radiației cu lungimea de undă puțin mai mare să se suprapună peste **minimul** de **acelaşi ordin** *K* al celeilalte radiații. Prima suprapunere maxim-minim se realizează la: — 0,50 p.

$$\delta_{2,\max} = \delta_{1,\min} \Rightarrow 2K\frac{\lambda_2}{2} = (2K+1)\frac{\lambda_1}{2} \Rightarrow K = \left[\frac{\lambda_1}{2(\lambda_2 - \lambda_1)}\right] = \left[\frac{\lambda_1}{2\Delta\lambda}\right] \Rightarrow K = 490$$ — 0,25 p.

$$y = \frac{D\delta_{2,\max}}{a} \Rightarrow y = \frac{KD\lambda_2}{a} \Rightarrow y = 86{,}6\ \text{cm}$$ (de fiecare parte a max. central) — 0,25 p.

- În concluzie, pe o regiune relativ foarte mare de o parte şi de alta a maximului central (chiar şi jumătatea distanței calculate anterior depăşeşte cu mult lărgimile pe care se fac în mod obişnuit observațiile în practică), figura de interferență va fi clară, cu suficiente maxime şi minime nete, bine decalate, rezultate din suprapunerile sistemelor de franje generate de cele două radiații.
- În ipoteza că sistemul de franje ar fi vizibil la distanțe foarte mari de maximul central, în zona învecinată punctului de suprapunere maxim-minim calculat mai sus, figura de interferență devine estompată, cu o iluminare relativ uniformă a — 0,50 p.

3 p.

1. Orice rezolvare corectă ce ajunge la rezultatul corect va primi punctajul maxim pe itemul respectiv.
2. Orice rezolvare corectă, dar care nu ajunge la rezultatul final, va fi punctată corespunzător, proporțional cu conținutul de idei prezent în partea cuprinsă în lucrare din totalul celor ce ar fi trebuit aplicate pentru a ajunge la rezultat, prin metoda aleasă de elev.

ecranului, fără a fi posibilă decelarea maximelor şi minimelor.

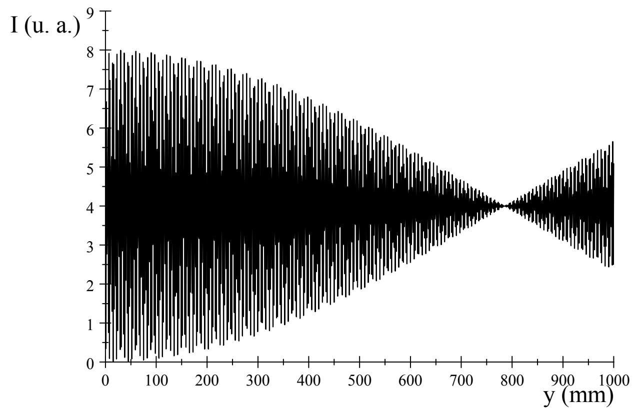
- La distanţe şi mai mari de maximul central, figura de interferenţă se rezolvă treptat din nou şi revine la claritatea din vecinătatea maximului central spre punctul în care radiația cu lungimea de undă puțin mai mare „câştigă” încă o jumătate din interfranja celeilalte radiații – adică la suprapunerea **maximului** de ordin 2*K* al radiației cu λ_2 peste **maximul** de ordin $2K+1$ al radiației cu λ_1 – unde $K=490$, deci $2K=980$.

0,50 p.

Notă:
(1) Ordinul maxim de interferență – rezultat din condiția necesară ca diferența de drum să fie mai mică decât lungimea de coerență – este 981 pentru intervalul spectral considerat ($K_{max}=[\lambda_1/\Delta\lambda]$) – ceea ce înseamnă că, teoretic, se poate obține maximul de la $2K=980$ unde se revine practic la starea de la maximul central. Însă dincolo de acest maxim, undele care sosesc de la cele două fante nu mai dau interferență staționară (diferența de drum depășește lungimea de coerență).
(2) Concluziile anterioare se pot observa reprezentând grafic intensitatea energetică pe ecran în funcție de coordonata *y*.
Considerând pentru simplitate $I_{01}=I_{02}=I_0$ = 1 u. a. (unitate arbitrară), funcția:

$$I=4I_0\left[\cos^2(1.778y)+\cos^2(1.776y)\right]$$

se reprezintă grafic astfel:



d)
Energia care trece în unitatea de timp prin unitatea de arie printr-o suprafață închisă oarecare în jurul sursei punctiforme (S) se poate exprima pe baza vectorului Poynting (W/m^2):

$$\begin{cases}\vec{S}=\dfrac{1}{\mu_0}\vec{E}\times\vec{B}\\ \vec{E}=\vec{B}\times\vec{c}\end{cases}\Rightarrow S=\varepsilon_0 cE^2 \text{ în care am folosit faptul că } c=\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$$

0,25 p.

3 p.

Valoarea medie pe un interval de timp suficient de lung a modulului vectorului Poynting (W/m^2) pe o suprafață închisă sferică de rază *R* cu centrul în sursa (S) care emite uniform în toate direcțiile cu puterea *P* (W) se poate exprima astfel:

$\begin{cases} <S>=\varepsilon_0 c <E^2> \\ <S>=\dfrac{P}{4\pi R^2} \end{cases} \Rightarrow \varepsilon_0 c<E^2>=\dfrac{P}{4\pi R^2}$	0,25 p.	
Media pătratului câmpului electric din unda electromagnetică ce ajunge la fiecare fantă, considerând că ambele fante sunt pe suprafața sferei de rază *R* cu centrul în sursa (S): $<E^2>=\dfrac{P}{4\pi\varepsilon_0 R^2 c}$ În ipoteza undelor plane în spațiul din spatele fantelor şi cu rezultatul obținut anterior, aproximăm pentru estimarea cerută: $<E^2>=\dfrac{1}{2}E_0^2$, unde E_0 este amplitudinea câmpului electric la nivelul fiecărei fante, iar factorul numeric 1/2 rezultă din medierea pe un interval de timp suficient de lung a funcției $\sin^2(\omega t+\varphi)$.	0,25 p.	
Amplitudinea câmpului electric din unda electromagnetică la nivelul fiecărei fante este: $E_0=\dfrac{1}{R}\sqrt{\dfrac{2P}{4\pi\varepsilon_0 c}}$	0,25 p.	
În ipoteza că în spațiul dintre planul fantelor şi ecran undele sunt plane, amplitudinea acestora E_0 rămâne constantă (spre deosebire de situația din spațiul din fața fantelor, unde amplitudinea undei sferice s-a diminuat proporțional cu 1/*R* de la sursa (S) la fante). Considerăm oscilațiile la cele două fante în fază. Într-un punct *M* oarecare de pe ecran, suprapunerea undelor coerente de amplitudini egale şi diferență de drum δ sosite de la cele două fante dau un câmp electric cu amplitudinea E_M : $E_M^2=4E_0^2\cos^2\dfrac{\pi\delta}{\lambda}$	0,50 p.	
Intensitatea energetică (W/m^2) în vecinătatea punctului *M* considerat se poate estima folosind din nou valoarea medie pe un interval de timp suficient de lung a modulului vectorului Poynting (W/m^2) și rezultatul obținut pentru amplitudinea câmpului electric la nivelul fantelor: $I=<S>=\dfrac{1}{2}\varepsilon_0 c E_M^2 \Rightarrow I=2\varepsilon_0 c E_0^2\cos^2\dfrac{\pi\delta}{\lambda} \Rightarrow I=\dfrac{P}{\pi R^2}\cos^2\dfrac{\pi\delta}{\lambda}$	0,50 p.	
Presupunem punctul *M* la coordonata $y\approx 4{,}00\ \text{mm}$: $\delta=\dfrac{ya}{D} \Rightarrow \delta=\dfrac{4}{3}\mu\text{m} \Rightarrow \dfrac{\delta}{\frac{\lambda}{2}}\cong 5{,}93$	0,25 p.	
Rezultă că în apropierea coordonatei considerate este situat maximul de ordin 3 pentru radiația λ. Atunci pentru poziția respectivă putem aproxima:	0,25 p.	
$\cos^2\dfrac{\pi\delta}{\lambda}\cong 1 \Rightarrow I\cong\dfrac{P}{\pi R^2} \Rightarrow I\cong 127\ \text{W/m}^2$	0,50 p.	

1. Orice rezolvare corectă ce ajunge la rezultatul corect va primi punctajul maxim pe itemul respectiv.
2. Orice rezolvare corectă, dar care nu ajunge la rezultatul final, va fi punctată corespunzător, proporțional cu conținutul de idei prezent în partea cuprinsă în lucrare din totalul celor ce ar fi trebuit aplicate pentru a ajunge la rezultat, prin metoda aleasă de elev.

Soluție alternativă:	**SAU**	
Calculele energetice se pot realiza și fără utilizarea modulului vectorului Poynting, pornind de la densitățile de energie din unda electromagnetică. Densitatea de energie a undei electromagnetice (J/m³) este: $w = w_{el} + w_{mg} = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{2} = \frac{B_0^2}{2\mu_0}$, unde $\begin{cases} E = E_0 \sin(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r}) \\ B = B_0 \sin(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r}) \end{cases}$ și $E_0 = \frac{B_0}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} = cB_0$, unde $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}}$ Prin urmare: $w = \frac{\varepsilon_0 E_0^2}{2}\sin^2(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r}) + \frac{B_0^2}{2\mu_0}\sin^2(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r}) = \varepsilon_0 E_0^2 \sin^2(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r}) = \varepsilon_0 E^2$	0,25 p.	
Rezultă pentru densitatea medie a energiei pentru un interval de timp lung: $\langle w\rangle = \frac{1}{2}\varepsilon_0 E_0^2$, deoarece $\langle \sin^2(\omega t - \vec{k}\cdot\vec{r})\rangle = \frac{1}{2}$	0,25 p.	
Energia medie transportată de unda electromagnetică printr-o suprafață oarecare de arie ΔA, orientată normal pe direcția de propagare, în intervalul de timp Δt, este egală cu densitatea volumică medie de energie, calculată mai sus, înmulțită cu volumul paralelipipedului cu aria bazei ΔA și înălțimea $c\Delta t$: $\langle \Delta W\rangle = \langle w\rangle \Delta V = \langle w\rangle c\Delta t\Delta A = \frac{1}{2}c\varepsilon_0 E_0^2 \Delta t\Delta A$ Puterea (fluxul de energie (W)) este: $P = \frac{\langle \Delta W\rangle}{\Delta t} = \frac{1}{2}c\varepsilon_0 E_0^2 \Delta A$	0,25 p.	
iar intensitatea (densitatea fluxului de energie (W/m²)) este: $I = \frac{P}{\Delta A} = \frac{1}{2}\varepsilon_0 c E_0^2$ Din această relație reiese că, la nivelul fantelor, amplitudinea intensității câmpului electric al undei este: $E_0 = \sqrt{\frac{2P}{4\pi\varepsilon_0 c R^2}} = \frac{1}{R}\sqrt{\frac{2P}{4\pi\varepsilon_0 c}}$ etc. ***Notă:*** Cu toate că modelul utilizat include aproximații relativ drastice, totuși rezultatul teoretic $I \sim P/R^2$ oferă o bună justificare a necesității de a utiliza o sursă puternică pentru iluminarea fantelor, plasată relativ aproape de acestea, pentru a obține o bună vizibilitate a maximelor de interferență (de exemplu, în experimentele sale, Young a utilizat ca sursă primară de lumină o fantă iluminată intens prin concentrarea luminii provenite de la Soare cu o lentilă convergentă).	0,25 p.	
Oficiu		**1**

Subiect propus de
conf. univ. dr. Sebastian POPESCU, Facultatea de Fizică, Universitatea „Alexandru Ioan Cuza” din Iași,
prof. Florina STAN, Colegiul Național de Informatică „Tudor Vianu” – București,
prof. Gabriel Octavian NEGREA, Colegiul Național „Gheorghe Lazăr” – Sibiu

1. Orice rezolvare corectă ce ajunge la rezultatul corect va primi punctajul maxim pe itemul respectiv.
2. Orice rezolvare corectă, dar care nu ajunge la rezultatul final, va fi punctată corespunzător, proporțional cu conținutul de idei prezent în partea cuprinsă în lucrare din totalul celor ce ar fi trebuit aplicate pentru a ajunge la rezultat, prin metoda aleasă de elev.