Onde Elettromagnetiche

Corrente di spostamento e teorema di Ampère generalizzato

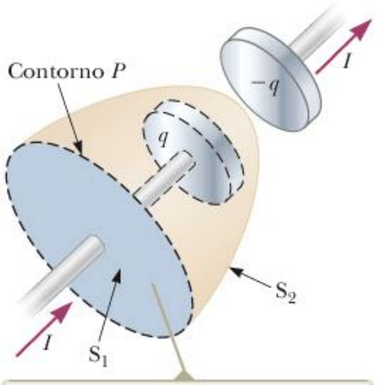
- Abbiamo visto che quando un conduttore trasporta una corrente ed ha un alto grado di simmetria possiamo calcolare il campo magnetico generato attraverso la formula (teorema di Ampère)

$$\oint \vec{\mathbf{B}} \cdot d\vec{\mathbf{s}} = \mu_0 I$$

- Dove l'integrale di linea è esteso a qualsiasi percorso chiuso concatenato con la ***corrente di conduzione*** definita come $I = dq/dt$
- Chiamiamo ***corrente di conduzione*** la corrente trasportata da particelle cariche in un filo. Introdurremo tra poco un altro tipo di corrente e metteremo in luce una limitazione del teorema di Ampère.

Corrente di spostamento e teorema di Ampère generalizzato

- Consideriamo un condensatore che si carica come nella figura a fianco. Quando la corrente di conduzione fluisce, la quantità di carica sulle armature varia, ma non c'è corrente di conduzione tra le armature. Consideriamo le due superfici S_1 e S_2 nella figura a fianco, delimitate dallo stesso contorno «P». Il teorema di Ampère afferma che l'integrale di linea (la circuitazione) di $\vec{\mathbf{B}} \cdot d\vec{\mathbf{s}}$ lungo questo percorso deve essere uguale a $\mu_0 I$ dove I è la corrente di conduzione che passa attraverso una qualsiasi superficie delimitata dal percorso «P».



La corrente di conduzione I nel filo passa attraverso S_1. Ciò conduce ad una contraddizione nel teorema di Ampère che viene risolta solo se si introduce una corrente di spostamento attraverso S_2.

Figura 24.1 Due superfici S_1 e S_2, vicine all'armatura di un condensatore, sono delimitate dallo stesso contorno P.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Corrente di spostamento e teorema di Ampère generalizzato

- Quando si considera come superficie S_1 la corrente di conduzione che la attraversa è I, quando si considera S_2 nessuna corrente di conduzione passa attraverso questa superficie. Quindi **abbiamo una situazione contraddittoria** nell'applicazione del teorema di Ampère (formula $\oint \vec{\mathbf{B}} \cdot d\vec{\mathbf{s}} = \mu_0 I$) che sorge dalla discontinuità della corrente di conduzione!
- Maxwell risolse questo problema postulando un termine addizionale al secondo membro dell'equazione $\oint \vec{\mathbf{B}} \cdot d\vec{\mathbf{s}} = \mu_0 I$, chiamato **corrente di spostamento** e definita come $I_S = \epsilon_0 \dfrac{d\Phi_E}{dt}$
- Dove Φ_E è il flusso del campo elettrico definito come $\Phi_E \equiv \oint \vec{\mathbf{E}} \cdot d\vec{\mathbf{A}}$

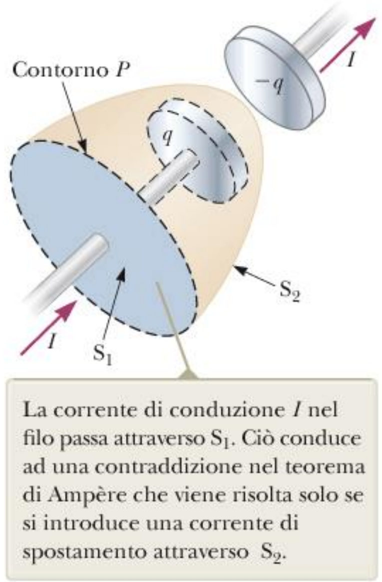


Figura 24.1 Due superfici S_1 e S_2, vicine all'armatura di un condensatore, sono delimitate dallo stesso contorno P.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Corrente di spostamento e teorema di Ampère generalizzato

- L'equazione $I_S = \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$ viene interpretata nel modo seguente: quando il condensatore si carica il campo elettrico variabile tra le armature può essere considerato come una corrente tra le armature che agisce come continuazione della corrente di conduzione nel filo.
- Possiamo quindi esprimere il teorema di Ampère in forma generalizzata (o teorema di Ampère-Maxwell):

$$\oint \vec{\mathbf{B}} \cdot d\vec{\mathbf{s}} = \mu_0(I + I_S) = \mu_0 I + \mu_0 \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$

Corrente di spostamento e teorema di Ampère generalizzato

- Per comprendere il significato dell'equazione precedente possiamo considerare la figura a fianco. Il flusso del campo elettrico attraverso la superficie S è $\Phi_E = \oint \vec{\mathbf{E}} \cdot d\vec{\mathbf{A}} = EA$, dove A è l'area della superficie delle armature del condensatore ed E è l'intensità del campo elettrico uniforme tra le armature. Se q è la carica sulle armature a un certo istante, allora $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = q/\epsilon_0 A$ (si veda esempio 19.12). Quindi il flusso del campo elettrico attraverso S è $EA = q/\epsilon_0$. Per cui la corrente di spostamento attraverso S è

$$I_S = \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} = \frac{dq}{dt}$$

Cioè la corrente di spostamento I_S attraverso S è uguale alla corrente di conduzione I nei fili collegati al condensatore!

<u>**Il punto centrale è che i campi magnetici sono generati sia dalle correnti di conduzione che dai campi elettrici variabili nel tempo.**</u>

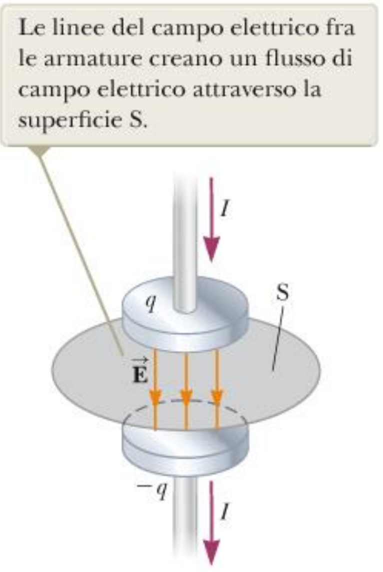


Figura 24.2 Quando c'è una corrente di conduzione nei fili, c'è anche un campo elettrico variabile $\vec{\mathbf{E}}$ fra le armature del condensatore.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Quiz rapido

- In un circuito RC il condensatore inizia a scaricarsi.
- Durante la scarica, nella regione di spazio fra le armature del condensatore, è presente

a) Una corrente di conduzione ma nessuna corrente di spostamento
b) Una corrente di spostamento ma non di conduzione
c) Sia corrente di spostamento che di conduzione
d) Nessuna corrente

- Durante la scarica, nella regione di spazio fra le armature del condensatore, è presente

a) Un campo elettrico ma non un campo magnetico
b) Un campo magnetico ma non un campo elettrico
c) Sia un campo elettrico che un campo magnetico
d) Nessun campo

Quiz rapido

- In un circuito RC il condensatore inizia a scaricarsi.
- Durante la scarica, nella regione di spazio fra le armature del condensatore, è presente

a) Una corrente di conduzione ma nessuna corrente di spostamento
b) Una corrente di spostamento ma non di conduzione
c) Sia corrente di spostamento che di conduzione
d) Nessuna corrente

- Durante la scarica, nella regione di spazio fra le armature del condensatore, è presente

a) Un campo elettrico ma non un campo magnetico
b) Un campo magnetico ma non un campo elettrico
c) Sia un campo elettrico che un campo magnetico
d) Nessun campo

Le equazioni di Maxwell e le scoperte di Hertz

- Le equazioni di Maxwell sono le equazioni fondamentali per lo studio dei fenomeni elettromagnetici, così come le leggi di Newton lo sono per lo studio dei fenomeni meccanici.
- Presenteremo le equazioni di Maxwell valide nel vuoto, cioè in assenza di materiali dielettrici e magnetici. Le quattro equazioni di Maxwell sono:

$$\oint \vec{\boldsymbol{E}} \cdot d\vec{\boldsymbol{A}} = \frac{q}{\epsilon_0} \qquad [equazione\ 1]$$

$$\oint \vec{\boldsymbol{B}} \cdot d\vec{\boldsymbol{A}} = 0 \qquad [equazione\ 2]$$

$$\oint \vec{\boldsymbol{E}} \cdot d\vec{\boldsymbol{s}} = -\frac{d\Phi_B}{dt} \qquad [equazione\ 3]$$

$$\oint \vec{\boldsymbol{B}} \cdot d\vec{\boldsymbol{s}} = \mu_0 I - \epsilon_0\mu_0 \frac{d\Phi_E}{dt} \qquad [\text{equazione } 4]$$

Le equazioni di Maxwell e le scoperte di Hertz

- L’equazione «1» è il teorema di Gauss e lega il campo elettrico alla distribuzione di carica che lo genera.
- L’equazione «2» è teorema di Gauss per il magnetismo e stabilisce che il flusso magnetico attraverso una superficie chiusa è zero. Cioè il numero di linee di campo magnetico entranti in un volume limitato è sempre uguale al numero di linee di campo uscenti dallo stesso volume. Ciò implica che le linee di campo magnetico non hanno origine né fine in alcun punto. Infatti non si è mai osservato in natura un monopolo magnetico isolato.
- L’equazione «3» è la legge dell’induzione di Faraday, che descrive la creazione di un campo elettrico da un flusso magnetico variabile
- L’equazione «4» è la legge di Ampère-Maxwell e descrive la creazione di un campo magnetico da parte di un campo elettrico variabile e di una corrente elettrica.

Le equazioni di Maxwell e le scoperte di Hertz

- Una volta che il campo elettrico e il campo magnetico siano noti in un certo punto dello spazio, la forza agente su una carica elettrica q può essere calcolata tramite l'equazione:

$$\vec{\mathbf{F}} = q\vec{\mathbf{E}} + q\vec{\boldsymbol{v}} \times \vec{\mathbf{B}}$$

- Questa relazione è chiamata **legge della forza di Lorentz** e fornisce, insieme con le quattro equazioni di Maxwell, una descrizione completa di tutte le interazioni elettromagnetiche classiche nel vuoto.
- Successivamente mostreremo che le equazioni «3» e «4» possono essere combinate insieme per ottenere un'equazione d'onda sia per il campo elettrico che per il campo magnetico. Nello spazio vuoto (dove $q = 0$ e $I = 0$) la soluzione a queste equazioni mostra che la velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche è uguale alla velocità misurata della luce. Questo risultato condusse Maxwell a predire che le onde di luce sono una forma di radiazione elettromagnetica.

Le equazioni di Maxwell e le scoperte di Hertz

- Hertz eseguì degli esperimenti che verificarono la predizione di Maxwell. L'apparato sperimentale che Hertz usò per generare e rivelare le onde elettromagnetiche è mostrato nella figura a fianco.
- Una bobina di induzione è collegata ad un trasmettitore formato da due elettrodi sferici separati da una breve distanza. La bobina fornisce brevi impulsi di tensione agli elettrodi, caricando uno di essi positivamente e l'altro negativamente. Una scintilla si forma tra le sfere quando il campo elettrico vicino ad ogni elettrodo supera la rigidità dielettrica in aria ($3 \times 10^6 V/m$). Gli elettroni ionizzano le molecole d'aria con cui collidono. Quando l'aria nella zona fra i due elettrodi è ionizzata diventa un migliore conduttore e la scarica fra gli elettrodi esibisce un comportamento oscillatorio ad alta frequenza.

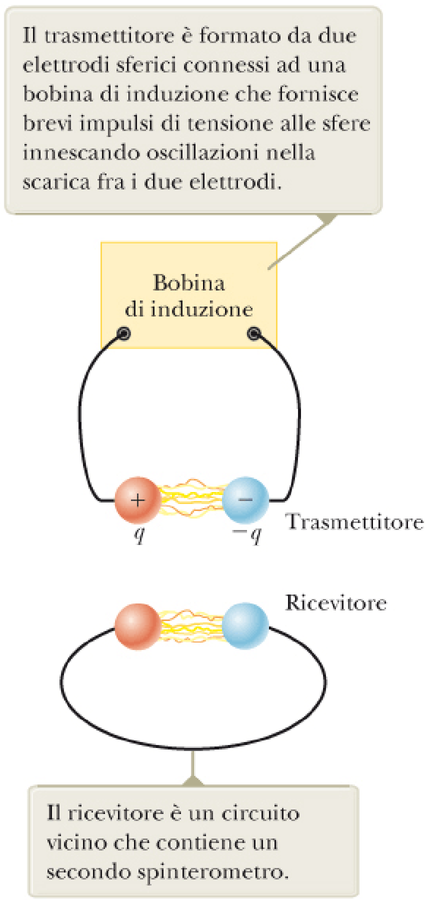


Figura 24.3 Diagramma schematico dell'apparato di Hertz per generare e rivelare onde elettromagnetiche.

EdiSES
R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Le equazioni di Maxwell e le scoperte di Hertz

- Questo apparato sperimentale è equivalente ad un circuito LC dove l'induttanza è quella della bobina e la capacità è dovuta agli elettrodi sferici. Applicando la legge delle maglie di Kirchhoff si dimostra che la corrente in un circuito LC oscilla di un moto armonico semplice con frequenza $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$. La frequenza di oscillazione è dell'ordine di 100 MHz.
- Le onde elettromagnetiche sono irradiate con questa frequenza come risultato dell'oscillazione (e dunque dell'accelerazione) delle cariche libere nel circuito trasmettitore.
- Hertz rivelò queste onde usando una singola spira di filo conduttore interrotto da due sfere (il ricevitore, mostrato nella figura a fianco). Nell'esperimento di Hertz si formavano scintille nello spazio fra gli elettrodi del ricevitore quando la frequenza del ricevitore risultava uguale a quella del trasmettitore. Herz dimostrò che la corrente oscillante nel ricevitore era prodotta dalle onde elettromagnetiche irradiate dal trasmettitore.
- Herz misurò anche la velocità di propagazione delle onde elettromagnetiche, la quale aveva un valore vicino a $3 \times 10^8 m/s$, la nota velocità c della luce visibile.

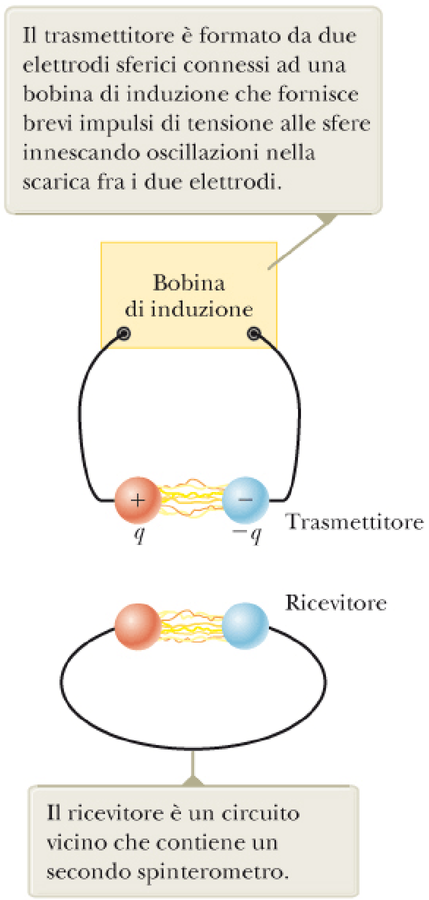


Figura 24.3 Diagramma schematico dell'apparato di Hertz per generare e rivelare onde elettromagnetiche.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Le onde elettromagnetiche

- Maxwell dimostrò che i campi elettrici e magnetici dipendenti dal tempo soddisfano un'equazione d'onda lineare
$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$$
- Ciò ha come conseguenza la previsione dell'esistenza delle onde elettromagnetiche.
- Nell'onda i vettori $\vec{\mathbf{E}}$ e $\vec{\mathbf{B}}$ sono perpendicolari tra di loro e perpendicolari alla direzione di propagazione dell'onda, come mostrato nella figura a fianco.
- Le onde in cui il campo elettrico ed il campo magnetico sono istante per istante paralleli ad una certa direzione si dicono **onde polarizzate linearmente**. Inoltre in riferimento alla figura a fianco assumiamo che i moduli di $\vec{\mathbf{E}}$ e $\vec{\mathbf{B}}$ in ogni punto dello spazio dipendano solamente da x e t e non dalle coordinate y e z.

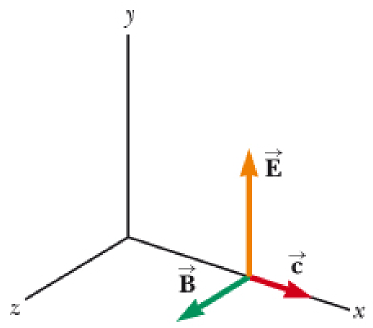


Figura 24.4 I campi in un punto sull'asse x, in un'onda elettromagnetica che viaggia ad una velocità $\vec{c}$ nella direzione positiva dell'asse x. Questi campi dipendono solo da x e t.

EdiSES
R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Le onde elettromagnetiche

- Immaginiamo che la sorgente delle onde elettromagnetiche sia tale da irradiare un'onda da qualsiasi posizione del piano yz (non solo dall'origine come potrebbe suggerire la figura a fianco). Queste onde si propagano tutte nella direzione x e sono tutte emesse in fase. Se definiamo il **raggio** come una linea lungo la quale l'onda viaggia, allora tutti i raggi di queste onde sono paralleli. Questo insieme di onde è spesso chiamato **onda piana**. Una superficie che collega i punti di uguale fase di tutte le onde, superficie che chiamiamo **fronte d'onda**, è un piano geometrico.
- In alternativa se consideriamo una sorgente puntiforme di radiazione, essa spedisce onde in tutte le direzioni. Una superficie che collega i punti di uguale fase è in questo caso una sfera e per tanto chiameremo la radiazione emessa da una sorgente puntiforme **onda sferica**.

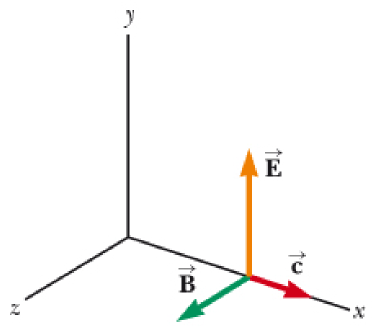


Figura 24.4 I campi in un punto sull'asse x, in un'onda elettromagnetica che viaggia ad una velocità $\vec{c}$ nella direzione positiva dell'asse x. Questi campi dipendono solo da x e t.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Le onde elettromagnetiche

- Per capire come si possano formare le onde elettromagnetiche, partiamo dalla legge di Faraday:

$$\oint \vec{\mathbf{E}} \cdot d\vec{\mathbf{s}} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

Assumiamo che l'onda stia viaggiando nella direzione x, con il campo elettrico $\vec{\mathbf{E}}$ nella direzione positiva di y e il campo magnetico $\vec{\mathbf{B}}$ nella direzione positiva di z. Consideriamo il rettangolo di larghezza dx e altezza l che giace nel piano xy come mostrato nella figura a fianco. Calcoliamo l'integrale di linea di $\vec{\mathbf{E}} \cdot d\vec{\mathbf{s}}$ lungo il perimetro di questo rettangolo nel verso antiorario ad un istante in cui l'onda attraversa il rettangolo. I contributi della parte superiore e inferiore del rettangolo sono zero perché $\vec{\mathbf{E}}$ è perpendicolare a $d\vec{\mathbf{s}}$. Possiamo esprimere il campo elettrico sul lato destro del rettangolo come

$$E(x + dx) \approx E(x) + \left.\frac{dE}{dx}\right]_{t\,costante} dx = E(x) + \frac{\partial E}{\partial x} dx$$

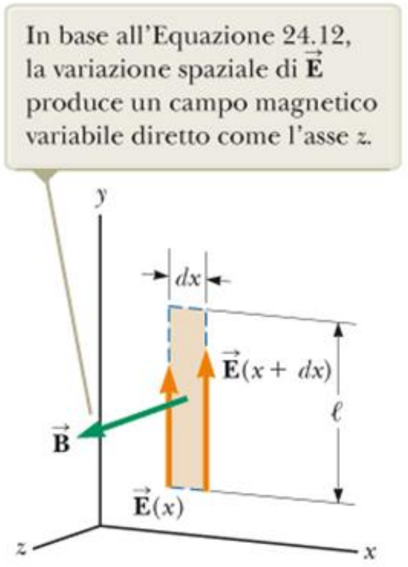


Figura 24.5 Quando un'onda piana, che si muove nella direzione positiva dell'asse x, passa attraverso un percorso rettangolare di larghezza dx che giace nel piano xy, il campo elettrico nella direzione y varia da $\vec{\mathbf{E}}(x)$ a $\vec{\mathbf{E}}(x + dx)$.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Le onde elettromagnetiche

- Si ha quindi

$$\oint \vec{\mathbf{E}} \cdot d\vec{\mathbf{s}} = [E(x+dx)]l - [E(x)]l \approx l\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right) dx$$

- Poiché il campo magnetico è nella direzione z, il flusso magnetico concatenato con il rettangolo di area ldx è approssimativamente $\Phi_B = Bldx$. Prendendo la derivata temporale del flusso magnetico si ottiene:

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = l\,dx\,\frac{dB}{dt}\bigg]_{x_{costante}} = l\,dx\,\frac{\partial B}{\partial t}$$

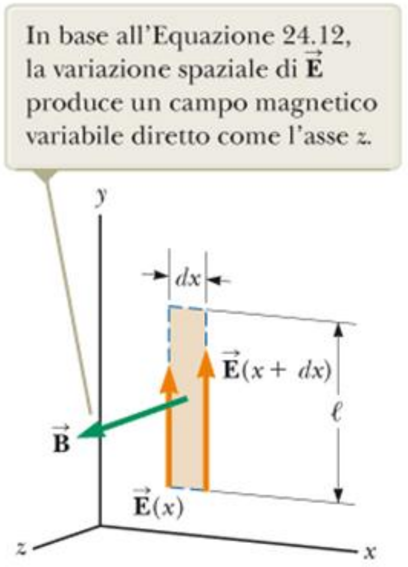


Figura 24.5 Quando un'onda piana, che si muove nella direzione positiva dell'asse x, passa attraverso un percorso rettangolare di larghezza dx che giace nel piano xy, il campo elettrico nella direzione y varia da $\vec{\mathbf{E}}(x)$ a $\vec{\mathbf{E}}(x + dx)$.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Le onde elettromagnetiche

- Sostituendo le due equazioni nella slide precedente (17) nell'equazione «3» della slide 9 si ottiene:

$$l\left(\frac{\partial E}{\partial x}\right)dx = -l\,dx\,\frac{\partial B}{\partial t}$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (equazione\ 24.12)$$

- In modo simile possiamo derivare una seconda equazione partendo dalla quarta equazione di Maxwell (equazione «4» della slide 9)

In base all'Equazione 24.12, la variazione spaziale di $\vec{\mathbf{E}}$ produce un campo magnetico variabile diretto come l'asse z.

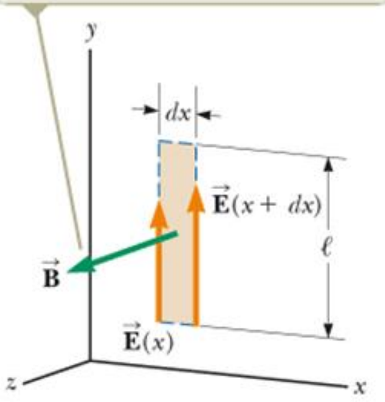


Figura 24.5 Quando un'onda piana, che si muove nella direzione positiva dell'asse x, passa attraverso un percorso rettangolare di larghezza dx che giace nel piano xy, il campo elettrico nella direzione y varia da $\vec{\mathbf{E}}(x)$ a $\vec{\mathbf{E}}(x + dx)$.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Le onde elettromagnetiche

- Calcoliamo l'integrale di linea di $\vec{\boldsymbol{B}} \cdot d\vec{\boldsymbol{s}}$ lungo il perimetro del rettangolo che giace nel piano xy e che ha larghezza $\mathrm{d}x$ e lunghezza l, come mostrato nella figura a fianco. Si può scrivere:
- $\oint \vec{\boldsymbol{B}} \cdot d\vec{\boldsymbol{s}} = [B(x)]l - [B(x+dx)]l \approx -l\left(\frac{\partial B}{\partial x}\right) dx$
- Il flusso elettrico attraverso il rettangolo è $\Phi_E = Eldx$

E quindi:

$$\frac{\partial \Phi_E}{\partial t} = l\, dx \frac{\partial E}{\partial t}$$

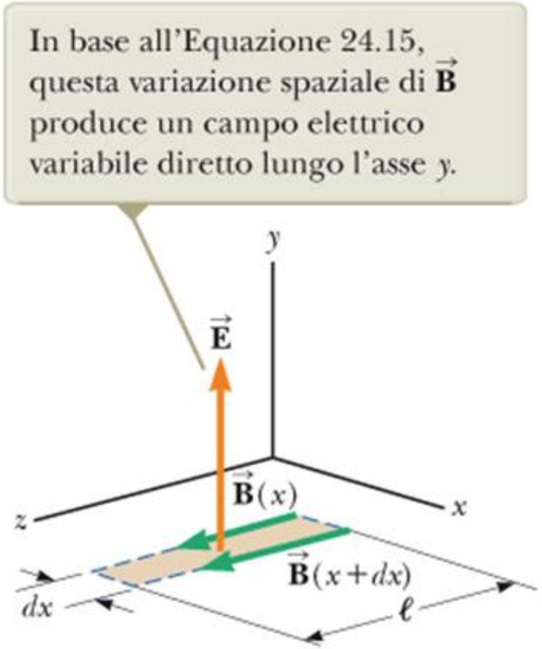


Figura 24.6 Quando un'onda piana passa attraverso un percorso rettangolare di larghezza dx che giace nel piano xy, il campo magnetico nella direzione z varia da $\vec{\mathbf{B}}(x)$ a $\vec{\mathbf{B}}(x + dx)$.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Le onde elettromagnetiche

- Sostituendo le due equazioni della slide precedente nella quarta equazione di Maxwell (equazione «4» della slide 9) si ottiene:

$$-l\left(\frac{\partial B}{\partial x}\right)dx = \mu_0\epsilon_0\, l\, dx\left(\frac{\partial E}{\partial t}\right)$$

$$\frac{\partial B}{\partial x} = -\mu_0\epsilon_0\frac{\partial E}{\partial t} \qquad \textit{equazione } 24.15$$

Prendendo la derivata rispetto a x dell'equazione 24.12 (slide 18) e combinandola con l'equazione sopra abbiamo

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial B}{\partial t}\right) = -\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial B}{\partial x}\right) = -\frac{\partial}{\partial t}\left(-\mu_0\epsilon_0\frac{\partial E}{\partial t}\right)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \mu_0\epsilon_0\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \qquad \textit{equazione } 24.16$$

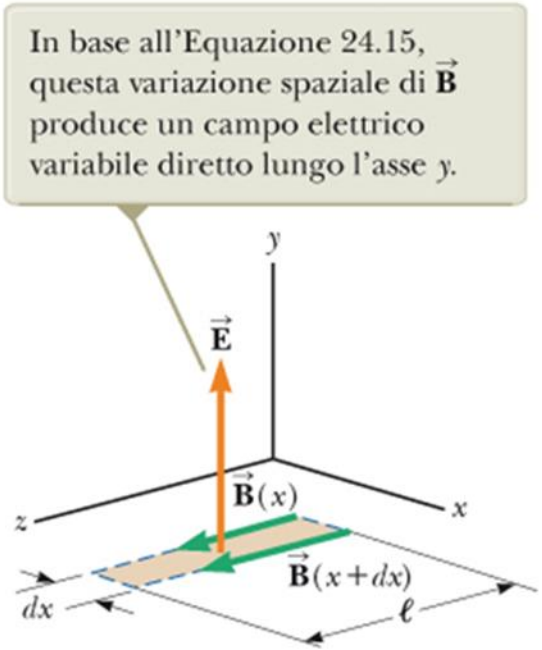


Figura 24.6 Quando un'onda piana passa attraverso un percorso rettangolare di larghezza dx che giace nel piano xy, il campo magnetico nella direzione z varia da $\vec{\mathbf{B}}(x)$ a $\vec{\mathbf{B}}(x + dx)$.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Le onde elettromagnetiche

- In modo simile a quanto fatto nella slide precedente, possiamo prendere la derivata rispetto a x dell'equazione 24.15 (slide 19) e combinandola con l'equazione 24.12 (slide 18) otteniamo:

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} \qquad \textit{equazione } 24.17$$

Le equazioni 24.16 (slide 20) e 24.17 (sopra) hanno la forma di un'equazione d'onda lineare con la velocità dell'onda v sostituita da c, dove

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$$

Calcoliamo questa velocità numericamente:

$$c = \frac{1}{\sqrt{(4\pi \times 10^{-7} T \cdot m/A)(8.85419 \times 10^{-12} C^2/N \cdot m^2)}} = 2.99792 \times 10^8 m/s$$

Questa velocità è precisamente la velocità della luce nel vuoto e quindi si è portati a credere (correttamente) che la luce sia un'onda elettromagnetica.

Le onde elettromagnetiche

- La soluzione più semplice delle equazioni 24.16 (slide 20) e 24.17 (slide 21) è un'onda sinusoidale nella quale i moduli dei campi E e B variano con x e t in accordo a

$$E = E_{max}\cos(kx - \omega t) \qquad \textit{equazione } 24.19$$

$$B = B_{max}\cos(kx - \omega t) \qquad \textit{equazione } 24.20$$

Il numero d'onda angolare è $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, dove λ è la lunghezza d'onda. La frequenza angolare (o pulsazione) è $\omega = 2\pi f$ dove f è la frequenza dell'onda. Il rapporto ω/k è uguale alla velocità dell'onda elettromagnetica c:

$$\frac{\omega}{k} = \frac{2\pi f}{2\pi/\lambda} = \lambda f = c \qquad \text{e quindi} \qquad \lambda = \frac{c}{f} = \frac{3.00\times 10^{8} m/s}{f}$$

Le onde elettromagnetiche

- La figura a fianco è una rappresentazione, ad ogni istante, di un'onda elettromagnetica sinusoidale, linearmente polarizzata, che si muove nella direzione x positiva.
- Eseguendo le derivate parziali delle equazioni 24.19 e 24.20 (slide 22) si ottiene:
- $\frac{\partial E}{\partial x} = -kE_{max}sen(kx - \omega t)$
- $\frac{\partial B}{\partial t} = \omega B_{max}sen(kx - \omega t)$

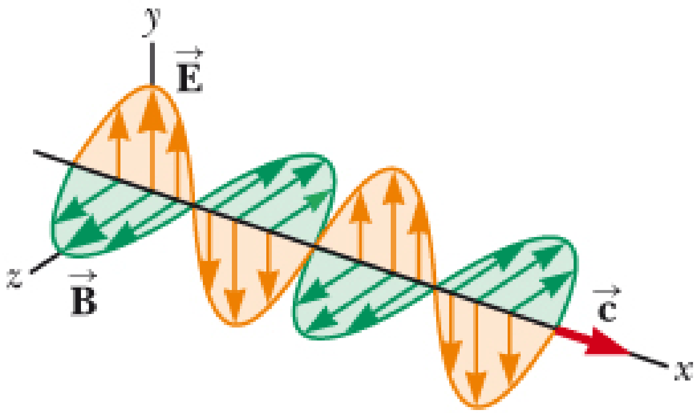


Figura 24.7 Un'onda elettromagnetica sinusoidale si muove nel verso positivo dell'asse *x* con velocità *c*.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Le onde elettromagnetiche

- Se si sostituiscono questi risultati nell'equazione 24.12 (slide 18), si trova che in ogni istante valgono le relazioni

$$kE_{max} = \omega B_{max}$$

$$\frac{E_{max}}{B_{max}} = \frac{\omega}{k} = c$$

- Si ottiene quindi

$$\frac{E_{max}}{B_{max}} = \frac{E}{B} = c$$

- Vale a dire che, ad ogni istante, il rapporto del modulo del campo elettrico e di quello del campo magnetico in un'onda elettromagnetica è uguale alla velocità della luce.

Le onde elettromagnetiche – Effetto Doppler per la luce

- Un’altra caratteristica delle onde elettromagnetiche è legata al fatto che c’è uno spostamento nella frequenza osservata delle onde quando c’è un moto relativo fra la sorgente delle onde e l’osservatore.
- Se una sorgente luminosa e un osservatore si avvicinano uno all’altra con velocità relativa v, la frequenza f' misurata dall’osservatore è
- $f' = \sqrt{\frac{c+v}{c-v}}f$ dove f è la frequenza misurata nel sistema di riferimento in cui essa è a riposo. L’equazione predice che $f' > f$ quando la sorgente e l’osservatore si avvicinano l’una all’altra, vale l’opposto ($f' < f$) se sorgente e osservatore si allontanano.
- L’effetto Doppler per le onde elettromagnetiche si osserva nella luce emessa da un oggetto astronomico (come una galassia) in movimento. La luce emessa dagli atomi e normalmente trovata nella regione viola dello spettro è spostata verso l’estremità rossa dello spettro per atomi in altre galassie, indicando che queste galassie si stanno allontanando da noi. **L’astronomo americano Edwin Hubble compì dettagliate misure di questo spostamento verso il rosso per confermare che la maggior parte delle galassie si stanno allontanando da noi, indicando che l’Universo è in espansione**.

Esempio – Un’onda elettromagnetica

- Un’onda elettromagnetica piana sinusoidale di frequenza 40.0 MHz si propaga nel vuoto nella direzione x, come mostrato nella figura a fianco.

A. Calcolare la lunghezza d’onda e il periodo dell’onda

B. In un certo punto e a un certo istante, il campo elettrico ha il suo valore massimo di 750 N/C ed è diretto lungo l’asse y. Calcolare modulo e direzione del campo magnetico in questo punto nello spazio e nel tempo.

C. Un osservatore sull’asse x, lontano a destra in riferimento alla figura a fianco, si muove verso sinistra lungo l’asse x alla velocità di 0.500 c. Che frequenza misura questo osservatore per l’onda elettromagnetica?

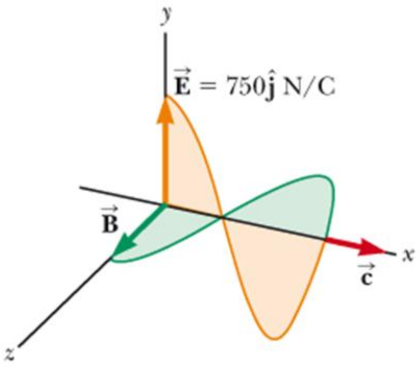


Figura 24.8 (Esempio 24.1) Ad un certo istante, un’onda elettromagnetica piana che si muove nella direzione *x* ha un massimo per il campo elettrico di 750 N/C nel verso positivo dell’asse *y*.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Energia trasportata dalle onde elettromagnetiche

- La rapidità del flusso di energia in un'onda elettromagnetica è descritta da un vettore $\vec{\mathbf{S}}$ detto vettore di Poynting, definito come:

$$\vec{\mathbf{S}} \equiv \frac{1}{\mu_0} \vec{\mathbf{E}} \times \vec{\mathbf{B}}$$

Il modulo del vettore di Poynting rappresenta la rapidità con cui l'energia passa attraverso l'unità di area di una superficie perpendicolare al flusso, e la sua direzione coincide con la direzione di propagazione dell'onda (si veda la figura a fianco). Quindi il vettore di Poynting rappresenta la potenza per area unitaria. Le unità SI del vettore di Poynting sono $\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{s}} \cdot \mathrm{m}^{-2} = \mathrm{W/m}^2$.

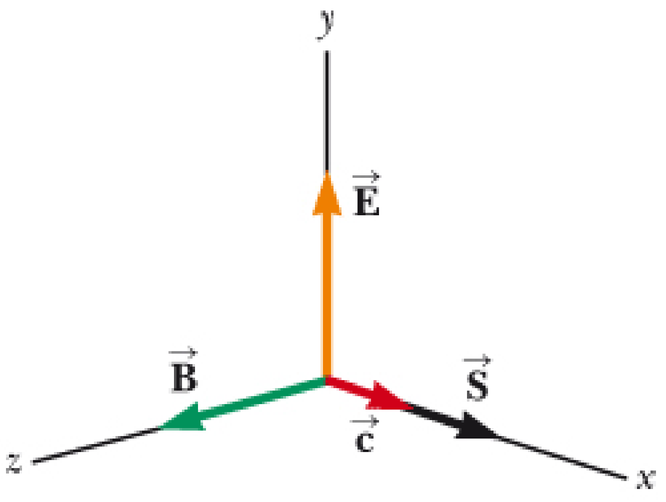


Figura 24.9 Il vettore di Poynting $\vec{\mathbf{S}}$ per un'onda elettromagnetica è diretto lungo la direzione di propagazione dell'onda.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Energia trasportata dalle onde elettromagnetiche

- Calcoliamo ad esempio il modulo di $\vec{\mathbf{S}}$ per un'onda elettromagnetica piana. Abbiamo $\left|\vec{\mathbf{E}} \times \vec{\mathbf{B}}\right| = EB$ poiché i 2 vettori sono perpendicolari tra loro. Quindi:

$$S = \frac{EB}{\mu_0}$$

Poiché $B = E/c$ possiamo anche scrivere:

$$S = \frac{E^2}{\mu_0 c} = \frac{cB^2}{\mu_0}$$

Energia trasportata dalle onde elettromagnetiche

- Per un'onda elettromagnetica sinusoidale (equazioni 24.19 e 24.20 nella slide 22), la grandezza più interessante è il valor medio nel tempo di S su uno o più cicli, che è **l'intensità $\boldsymbol{I}$**, cioè la potenza media per unità di area. Se si prende questa media, si ottiene un'espressione che coinvolge la media temporale di $cos^2(kx - \omega t)$, che è uguale a ½. Quindi il valor medio di S (o l'intensità dell'onda), è

$$I = S_{med} = \frac{E_{max}B_{max}}{2\mu_0} = \frac{E_{max}^2}{2\mu_0 c} = \frac{cB_{max}^2}{2\mu_0} \quad \textit{equazione 24.26}$$

Ricordiamo che l'energia per unità di volume u_E, ovvero la densità di energia istantanea associata ad un campo elettrico, è data dall'equazione:

$$u_E = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2$$

(formula ricavata nella slide 45 della serie «Potenziale Elettrico e Capacità»)

Energia trasportata dalle onde elettromagnetiche

- Ricordiamo anche che la densità di energia istantanea u_B associata ad un campo magnetico è data da:

$$u_B = \frac{B^2}{2\mu_0}$$

(formula ricavata nella slide 51 della serie «Legge di Faraday e Induttanza»).

- Usando la relazione $B = E/c$ e $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ l'equazione sopra diventa:

$$u_B = \frac{(E/c)^2}{2\mu_0} = \frac{\epsilon_0\mu_0}{2\mu_0}E^2 = \frac{1}{2}\epsilon_0 E^2$$

Quindi

$$u_B = u_E$$

Cioè, per un'onda elettromagnetica, la densità di energia istantanea associata al campo magnetico è uguale alla densità di energia associata al campo elettrico.

Energia trasportata dalle onde elettromagnetiche

- La densità di energia istantanea totale u è uguale alle somma delle densità di energia associate ai campi elettrico e magnetico:

$$u = u_E + u_B = \epsilon_0 E^2 = \frac{B^2}{\mu_0}$$

Se facciamo la media di questa grandezza su uno o più cicli dell'onda elettromagnetica, ritroviamo ancora un fattore 1/2. Quindi, l'energia totale media per unità di volume di un'onda elettromagnetica è data da:

$$u_{med} = \epsilon_0 (E^2)_{med} = \frac{1}{2}\epsilon_0 E_{max}^2 = \frac{B_{max}^2}{2\mu_0}$$

Confrontando questo risultato con l'equazione 24.26 (slide 29), che dà il valor medio di S (intensità dell'onda), vediamo che $I = S_{med} = cu_{med}$

In altre parole l'intensità di un'onda elettromagnetica è uguale al prodotto della densità di energia media per la velocità della luce.

Quiz rapido

- Un’onda elettromagnetica si propaga lungo l’asse y negativo. In un certo punto, il vettore campo elettrico è momentaneamente orientato nella direzione positiva di x. In quale direzione è orientato il campo magnetico in quel punto e allo stesso istante?

a) Asse x negativo
b) Asse y positivo
c) Asse z positivo
d) Asse z negativo

Quiz rapido

- Un’onda elettromagnetica si propaga lungo l’asse y negativo. In un certo punto, il vettore campo elettrico è momentaneamente orientato nella direzione positiva di x. In quale direzione è orientato il campo magnetico in quel punto e allo stesso istante?

a) Asse x negativo

b) Asse y positivo

c) Asse z positivo

d) Asse z negativo

Quiz rapido

- Quale di queste quantità non varia con il tempo in un'onda elettromagnetica piana?

a) Il modulo del vettore di Poynting
b) La densità di energia u_E
c) La densità di energia u_B
d) L'intensità I

Quiz rapido

- Quale di queste quantità non varia con il tempo in un’onda elettromagnetica piana?

a) Il modulo del vettore di Poynting

b) La densità di energia u_E

c) La densità di energia u_B

d) L’intensità I

Esempio – I campi sulla pagina

- Stimare i valori massimi dei campi elettrico e magnetico della luce che incide su questa pagina ed è originata dalla luce visibile che viene dalla lampada da tavolo. Trattare la lampadina come una sorgente puntiforme di radiazione elettromagnetica che ha un’efficienza del 5% per trasformare l’energia elettrica entrante in luce visibile uscente.

Quantità di moto e pressione di radiazione

- Le onde elettromagnetiche trasportano, oltre ad energia, anche quantità di moto, quindi quando l'onda colpisce una superficie esercita su di essa una pressione.
- Assumiamo che un'onda elettromagnetica incida normalmente su una superficie e vi trasporti l'energia totale T_{RE} in un intervallo di tempo Δt. Maxwell ha dimostrato che, se la superficie assorbe tutta questa energia in tale tempo, la quantità di moto totale $\vec{\mathbf{p}}$ fornita alla superficie ha modulo dato da

$$p = \frac{T_{RE}}{c} \quad \text{(assorbimento completo)}$$

Quantità di moto e pressione di radiazione

- La pressione di radiazione P esercitata sulla superficie è definita come forza per unità di area F/A. Combinando questa definizione con la seconda legge di Newton si ottiene:

$$P = \frac{F}{A} = \frac{1}{A}\frac{dp}{dt}$$

Se sostituiamo p con il suo valore espresso nella formula nella slide precedente otteniamo:

$$P = \frac{1}{A}\frac{dp}{dt} = \frac{1}{A}\frac{d}{dt}\left(\frac{T_{RE}}{c}\right) = \frac{1}{c}\frac{(\frac{dT_{RE}}{dt})}{A}$$

Il termine $\frac{(\frac{dT_{RE}}{dt})}{A}$ rappresenta la velocità con cui l'energia arriva alla superficie per unità di area, ovvero il modulo del vettore di Poynting. Quindi, la pressione di radiazione esercitata su una superficie perfettamente assorbente è

$P = \frac{S}{c}$ (assorbimento completo)

Una superficie assorbente per la quale tutta l'energia incidente è assorbita (riflessione nulla) è detta **corpo nero.**

Quantità di moto e pressione di radiazione

- Abbiamo visto che l'intensità I di un'onda elettromagnetica è uguale al valor medio di S (equazione 24.26, slide 29), dunque la pressione di radiazione media può essere espressa come
- $P_{med} = \frac{S_{med}}{c} = \frac{I}{c}$ (assorbimento completo)
- Inoltre poiché S_{med} rappresenta la potenza per unità di area, si trova che la potenza media trasferita alla superficie di area A è
- $(Potenza)_{med} = IA$ (assorbimento completo)
- **Se invece la superficie è perfettamente riflettente**, allora la quantità di moto trasferita nel tempo Δt, per incidenza normale è doppia rispetto a quella data dal caso di assorbimento completo, cioè vale
- $p = \frac{2T_{RE}}{c}$ (riflessione completa).

Quantità di moto e pressione di radiazione

- Cioè nel caso di riflessione totale una quantità di moto uguale a $\frac{2T_{RE}}{c}$ viene prima trasferita dall'onda incidente e poi viene ancora trasferita dall'onda riflessa, analogamente ad una palla che urti elasticamente contro una parete. Infine quindi la pressione di radiazione esercitata su una superficie perfettamente riflettente, per un'incidenza normale dell'onda, è il doppio di quella associata al caso di assorbimento completo, cioè è:

$P = \frac{2S}{c}$ (riflessione completa)

Quantità di moto e pressione di radiazione

- La pressione di radiazione per la luce diretta solare è molto piccola (circa $5 \times 10^{-6}\ N/m^2$), tuttavia può essere misurata utilizzando una bilancia di torsione come mostrato nella figura a fianco:
  - La luce colpisce un disco nero ed uno specchio, collegati tra loro da un'asta e sospesi a un filo sottile. La luce che colpisce il disco nero è completamente assorbita, cosicché tutta la quantità di moto è trasferita al disco. La luce che colpisce lo specchio è invece totalmente riflessa, per cui la quantità di moto trasferita è due volte maggiore di quella trasferita al disco nero. La pressione di radiazione viene determinata misurando l'angolo di cui ruota l'asta nel piano orizzontale. Il dispositivo è tenuto sotto vuoto.

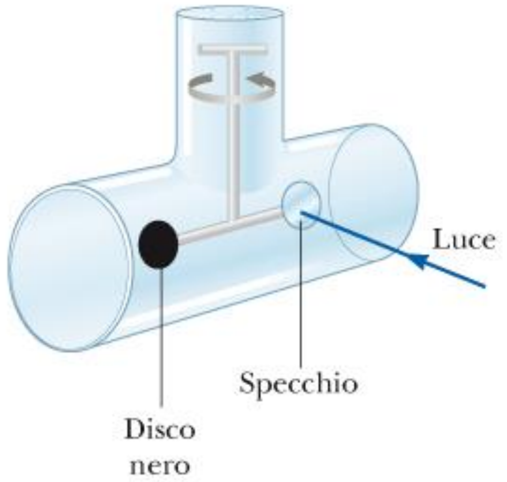


Figura 24.10 Un apparato per misurare la pressione esercitata dalla luce. In pratica il sistema è all'interno di un contenitore in cui è fatto un alto vuoto.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Quiz rapido

- In un apparato come quello in figura a fianco, supponiamo che il disco nero sia sostituito con uno avente il raggio dimezzato. Quale delle seguenti quantità sono diverse dopo che il disco è stato sostituito?

a) La pressione di radiazione sul disco

b) La forza di radiazione sul disco

c) La quantità di moto fornita al disco in un dato intervallo di tempo

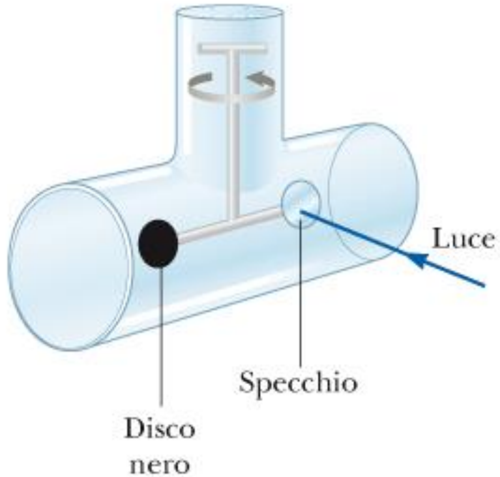


Figura 24.10 Un apparato per misurare la pressione esercitata dalla luce. In pratica il sistema è all'interno di un contenitore in cui è fatto un alto vuoto.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Quiz rapido

- In un apparato come quello in figura a fianco, supponiamo che il disco nero sia sostituito con uno avente il raggio dimezzato. Quale delle seguenti quantità sono diverse dopo che il disco è stato sostituito?

a) La pressione di radiazione sul disco
b) La forza di radiazione sul disco
c) La quantità di moto fornita al disco in un dato intervallo di tempo

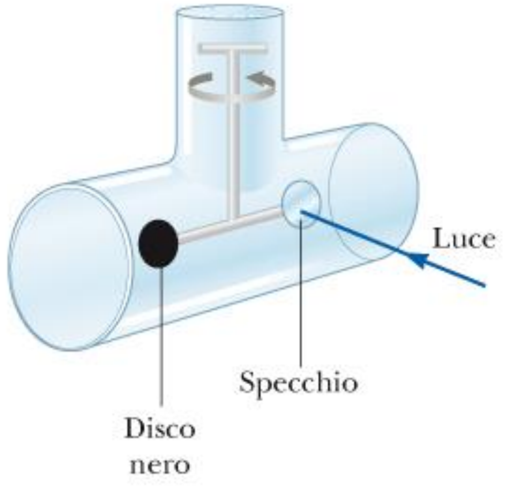


Figura 24.10 Un apparato per misurare la pressione esercitata dalla luce. In pratica il sistema è all'interno di un contenitore in cui è fatto un alto vuoto.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Esempio – Energia Solare

- Il sole fornisce circa $1000\ W/m^2$ di energia alla superficie terrestre.

a) Calcolare la potenza totale su un tetto di dimensioni 8.00m x 20.0m

b) Determinare la pressione e la forza di radiazione sul tetto, assumendo che la copertura del tetto sia un assorbitore perfetto

Esempio – Pressione di un puntatore laser

- Spesso si usano puntatori laser durante le presentazioni. Se un puntatore di 3.0 mW crea una zona illuminata di 2.0 mm di diametro, determinare la pressione di radiazione su uno schermo che riflette il 70% della luce incidente. La potenza di 3.0 mW è la potenza media nel tempo.

Lo spettro delle onde elettromagnetiche

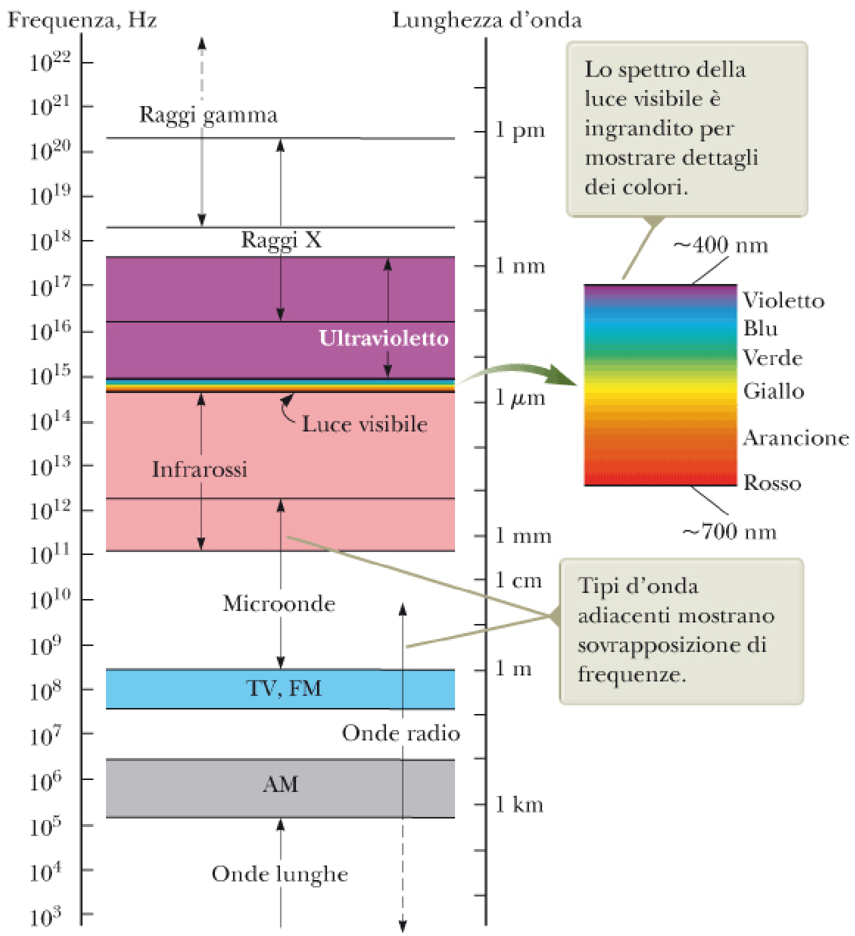


Figura 24.11 Lo spettro elettromagnetico.

EdiSES
R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Quiz rapido

- Il forno a microonde è largamente usato per cucinare. La frequenza di questi forni è di circa $10^{10}\ Hz$. La lunghezza d'onda di queste microonde è dell'ordine dei

a) Chilometri

b) Metri

c) Centimetri

d) Micron

Quiz rapido

- Il forno a microonde è largamente usato per cucinare. La frequenza di questi forni è di circa $10^{10}\ Hz$. La lunghezza d'onda di queste microonde è dell'ordine dei

a) Chilometri

b) Metri

c) Centimetri

d) Micron

Quiz rapido

- Un’onda radio di frequenza pari a circa $10^5\ Hz$ è usata per trasportare un’onda sonora, la cui frequenza è invece di circa $10^3\ Hz$. La lunghezza dell’onda d’onda di questa onda radio è dell’ordine dei

a) Chilometri

b) Metri

c) Centimetri

d) Micron

Quiz rapido

- Un’onda radio di frequenza pari a circa $10^5\ Hz$ è usata per trasportare un’onda sonora, la cui frequenza è invece di circa $10^3\ Hz$. La lunghezza dell’onda d’onda di questa onda radio è dell’ordine dei

a) Chilometri

b) Metri

c) Centimetri

d) Micron

Polarizzazione della luce

- Il fenomeno della polarizzazione è una proprietà che specifica le direzioni del campo elettrico e magnetico associati ad un'onda elettromagnetica.
- Un comune fascio di luce consiste di un grande numero di onde emesse dagli atomi della sorgente di luce. Ogni atomo genera un'onda con la sua propria orientazione del campo elettrico $\vec{\mathbf{E}}$, che corrisponde alla direzione della vibrazione atomica.
- **La direzione di polarizzazione dell'onda elettromagnetica è definita come la direzione lungo la quale vibra il campo $\vec{\mathbf{E}}$.**

Polarizzazione della luce

- In generale l'onda elettromagnetica risultante (sovrapposizione di onde generate dalle singole sorgenti atomiche) è associata ad un fascio luminoso **non polarizzato**, situazione rappresentata nella figura a fianco (24.12 (a)). La direzione di propagazione dell'onda in questa figura è perpendicolare alla pagina. La figura indica che tutte le direzioni del vettore campo elettrico (che giacciono nel piano perpendicolare alla direzione di propagazione) sono ugualmente probabili.
- Un fascio di luce si dice **polarizzato linearmente** se l'orientazione di $\vec{\mathbf{E}}$ è la stessa in ogni istante in un particolare punto (come in figura 24.12 (b)). Tale onda è detta talvolta anche «polarizzata in un piano».

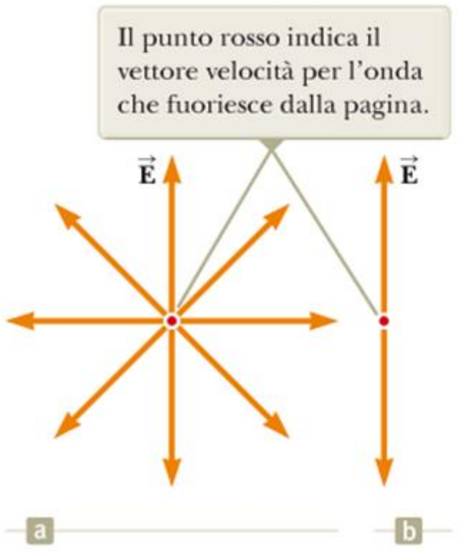


Figura 24.12 (a) Un raggio di luce non polarizzato visto lungo la direzione di propagazione (perpendicolare alla pagina). Il vettore variabile campo elettrico può essere in una qualunque direzione nel piano della pagina con uguale probabilità. (b) Un raggio di luce linearmente polarizzato con il vettore variabile campo elettrico nella direzione verticale.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Polarizzazione della luce

- L'onda descritta nella figura a fianco è un esempio di onda polarizzata linearmente lungo l'asse y. Mentre il campo si propaga nella direzione x, $\vec{\mathbf{E}}$ si trova sempre lungo l'asse y. Il piano formato da $\vec{\mathbf{E}}$ e dalla direzione di propagazione si chiama **piano di polarizzazione** dell'onda. Nella figura a fianco il piano di polarizzazione è il piano xy.

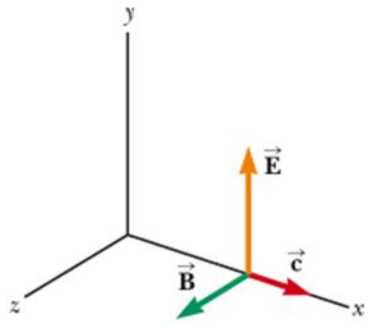


Figura 24.4 I campi in un punto sull'asse x, in un'onda elettromagnetica che viaggia ad una velocità $\vec{\mathbf{c}}$ nella direzione positiva dell'asse x. Questi campi dipendono solo da x e t.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Polarizzazione della luce

- La tecnica più comune per polarizzare la luce è di farle attraversare un materiale che trasmetta soltanto i componenti del vettore campo elettrico paralleli a una direzione caratteristica del materiale, chiamata **direzione di polarizzazione**.
- Nel 1938 E.H. Land scoprì un materiale, che chiamò **Polaroid**, che polarizzava la luce attraverso un assorbimento selettivo da parte di molecole polarizzate. Questo materiale è fabbricato in fogli sottili di idrocarburi a catene lunghe, i quali vengono sottoposti a tensione durante la fabbricazione in modo da allineare le molecole. Dopo che i fogli sono immersi in una soluzione contenente iodio, le molecole diventano elettricamente conduttrici. Tuttavia la conduzione avviene principalmente lungo le catene di idrocarburi, poiché gli elettroni di valenza delle molecole possono muoversi con facilità soltanto lungo le catene. Ne risulta che le molecole assorbono prontamente la luce il cui vettore campo elettrico sia parallelo alla loro lunghezza e trasmettono la luce il cui vettore campo elettrico sia perpendicolare ad essa. Ci si riferisce alla direzione perpendicolare alla lunghezza delle catene molecolari come all'**asse di trasmissione**.

Polarizzazione della luce

- Vediamo ora di ottenere un'espressione per l'intensità della luce che attraversa un materiale polarizzatore
- Nella figura a fianco un fascio di luce non polarizzato incide su una prima lastra polarizzatrice (chiamata **polarizzatore**), dove l'asse di trasmissione è la direzione indicata.
- La luce che attraversa questa lastra è polarizzata verticalmente e il vettore campo elettrico trasmesso è $\vec{\mathbf{E}}_0$.
- Una seconda lastra polarizzatrice, chiamata **analizzatore**, intercetta questo fascio con il suo asse di trasmissione che forma un angolo θ con l'asse di trasmissione del polarizzatore. La componente di $\vec{\mathbf{E}}_0$ che è perpendicolare all'asse dell'analizzatore viene completamente assorbita, e la componente parallela a quell'asse è $E_0 \cos\theta$. Sappiamo dall'equazione 24.26 (slide 28) che l'intensità trasmessa varia con il quadrato dell'ampiezza trasmessa, quindi concludiamo che l'intensità della luce (polarizzata) trasmessa varia come

$$I = I_{max} cos^2\theta$$

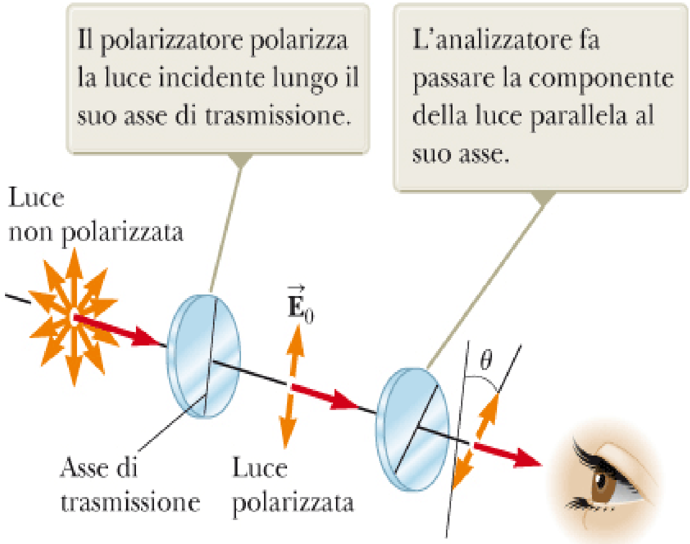


Figura 24.13 Due lamine polarizzatrici i cui assi di trasmissione formano un angolo θ fra di loro. Solo una frazione della luce polarizzata incidente sull'analizzatore viene trasmessa.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Polarizzazione della luce

$$I = I_{max} cos^2\theta$$

- Dove I_{max} è l'intensità dell'onda polarizzata incidente sull'analizzatore. Questa espressione, nota come **legge di Malus**, si applica a due qualsiasi materiali polarizzatori i cui assi di trasmissione formino tra loro un angolo θ.
- Da questa espressione si nota che l'intensità trasmessa ha un massimo quando gli assi di trasmissione sono paralleli ($\theta = 0° \; o \; 180°$), ed è zero (assorbimento completo da parte dell'analizzatore) quando gli assi di trasmissione sono perpendicolari fra loro.

Polarizzazione della luce

- Questa variazione dell'intensità trasmessa da una coppia di lastre polarizzatrici è illustrata nella figura sotto. Poiché il valore medio della funzione $cos^2\theta$ è pari a ½, l'intensità della luce inizialmente non polarizzata viene ridotta di un fattore ½ quando la luce passa attraverso un solo polarizzatore ideale.

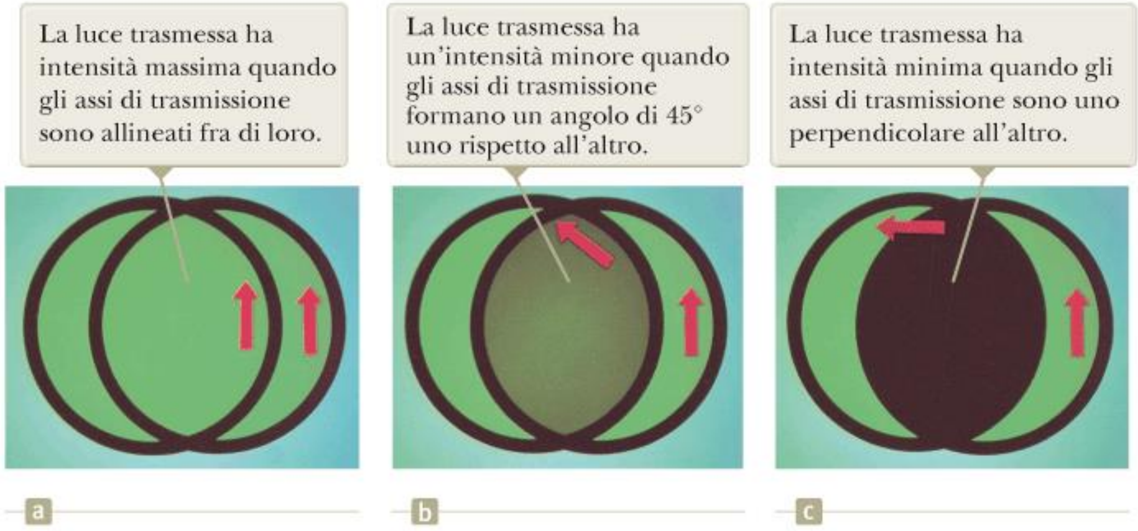


Figura 24.14 L'intensità della luce trasmessa da due polarizzatori dipende dall'orientazione relativa dei loro assi di trasmissione. Le frecce rosse indicano gli assi di trasmissione dei polarizzatori.

R.A. Serway, J. W. Jewett Jr
Principi di Fisica - V Ed.
EdiSES

Sommario (1)

- La corrente di spostamento I_s è definita come:

$$I_S \equiv \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$

E rappresenta una corrente efficace attraverso una regione di spazio in cui un campo elettrico varia nel tempo.

Sommario (2)

- Quando sono usate insieme alla forza di Lorentz $\left(\vec{\boldsymbol{F}} = q\vec{\boldsymbol{E}} + q\vec{\boldsymbol{v}} \times \vec{\boldsymbol{B}}\right)$, le **equazioni di Maxwell** descrivono tutti i fenomeni elettromagnetici:

$$\oint \vec{\boldsymbol{E}} \cdot d\vec{\boldsymbol{A}} = \frac{q}{\epsilon_0}$$

$$\oint \vec{\boldsymbol{B}} \cdot d\vec{\boldsymbol{A}} = 0$$

$$\oint \vec{\boldsymbol{E}} \cdot d\vec{\boldsymbol{s}} = -\frac{d\Phi_B}{dt}$$

$$\oint \vec{\boldsymbol{B}} \cdot d\vec{\boldsymbol{s}} = \mu_0 I - \epsilon_0 \mu_0 \frac{d\Phi_E}{dt}$$

Sommario (3)

- Le onde elettromagnetiche, che sono previste dalle equazioni di Maxwell, hanno le seguenti proprietà:

1. Il campo elettrico e il campo magnetico soddisfano le seguenti equazioni delle onde, che si possono ricavare dalla terza e quarta equazione di Maxwell:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$$

$$\frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 B}{\partial t^2}$$

Sommario (4)

2. Le onde elettromagnetiche viaggiano nel vuoto con la velocità della luce $c = 3.00 \times 10^8 m/s$, dove
$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$$
3. I campi elettrico e magnetico di un'onda elettromagnetica sono perpendicolari tra loro e perpendicolari alla direzione di propagazione dell'onda; quindi, le onde elettromagnetiche sono trasversali. I campi elettrico e magnetico di un'onda elettromagnetica piano sinusoidale che si propaga lungo il verso positivo dell'asse x possono essere scritti
$$E = E_{max} \cos(kx - \omega t)$$
$$B = B_{max} \cos(kx - \omega t)$$

Dove ω è la frequenza angolare dell'onda e k il numero d'onda. Queste equazioni rappresentano soluzioni particolari delle equazioni delle onde per $\vec{\mathbf{E}}$ e $\vec{\mathbf{B}}$

Sommario (5)

4. I valori istantanei per i moduli di $\vec{\mathbf{E}}$ e $\vec{\mathbf{B}}$ in un'onda elettromagnetica sono collegati dalla relazione
$$\frac{E}{B} = c$$
5. Le onde elettromagnetiche trasportano energia. L'energia che passa nell'unità di tempo attraverso l'unità di area è descritta dal **vettore di Poynting $\vec{\mathbf{S}}$**, dove
$$\vec{\mathbf{S}} \equiv \frac{1}{\mu_0}\vec{\mathbf{E}} \times \vec{\mathbf{B}}$$

Il valor medio del vettore di Poynting di un'onda elettromagnetica piana ha modulo dato da
$$I = S_{med} = \frac{E_{max}B_{max}}{2\mu_0} = \frac{E_{max}^2}{2\mu_0 c} = \frac{cB_{max}^2}{2\mu_0}$$
La potenza media per unità di area (intensità) di un'onda elettromagnetica piana sinusoidale è uguale al valor medio del vettore di Poynting calcolato su uno o più cicli.

Sommario (6)

6. Le onde elettromagnetiche trasportano quantità di moto e quindi esercitano una pressione sulle superfici. Se un'onda elettromagnetica, la cui intensità è I, viene completamente assorbita dalla superficie su cui incide normalmente, la pressione di radiazione esercitata sulla superficie è

$$P = \frac{S}{c} \quad (assorbimento\ completo)$$

Se la superficie è perfettamente riflettente e l'onda incide normalmente, la pressione è doppia.

Sommario (7)

- Lo **spettro elettromagnetico** include onde che coprono una larga banda di frequenze e lunghezze d’onda. Quando una luce polarizzata di intensità I_{max} incide su una lamina polarizzatrice, la luce trasmessa attraverso la lamina ha una intensità uguale a $I_{max}cos^2\theta$, dove θ è l’angolo fra l’asse di trasmissione del polarizzatore e il vettore di campo elettrico della luce incidente.