

## Mozgó elektromos töltés elektromágneses tere

Az elektromágneses sugárzás kibocsátásánál a mozgó töltések alapvető szerepet játszanak, ezért most – az energia- és impulzussűrűségekre kapott összefüggések alkalmazásaként is – megvizsgáljuk, hogy milyen elektromágneses erőter alakul ki egy mozgó töltés körül.

Ehhez szükségünk lesz az elektron (általánosabban egy töltött részecske) klasszikus modelljére, ezért először ezzel foglalkozunk, majd az egyenletesen mozgó töltés erőterét határozzuk meg, végül röviden kitérünk a sugárzás szempontjából meghatározó gyorsuló töltésekre is. Az erőteret vákuumban vizsgáljuk.

### A klasszikus elektronmodell

A klasszikus fizika számára az elektron egy részecske, ezért felmerült a kérdés, hogy milyen jellemzői vannak ennek a részecskének. A legkézenfekvőbb ilyen jellemző az elektron mérete és töltéeloszlása.

A méret meghatározására lehetőséget ad a relativitáselmélet, amely szerint egy  $m_0$  nyugalmi tömeggel rendelkező részecske nyugalmi energiáját az  $E = m_0 c^2$  összefüggés adja meg. Ahhoz, hogy ebből az összefüggésből meghatározzuk az elektron  $r_e$  sugarát, valamilyen modellt kell felállítani arra vonatkozóan, hogy milyen az elektron, és miből származik az energiája. Ennek alapján meg kell határozni az elektron energiáját (vagyis a fenti egyenlet baloldalát). Ez az energia feltehetőleg függ az elektron méretétől, így egy

$$E(r_e) = m_0 c^2$$

típusú összefüggést kapunk, amiből az  $r_e$  sugár meghatározható.

Az elektronra vonatkozó legkézenfekvőbb elképzelés az, hogy az elektron egy elektromosan töltött gömb, és energiája a töltések elektrosztatikus energiájával azonos. Az egyszerűség kedvéért tegyük fel, hogy az  $e$  elektron-töltés egy  $r_0$  sugarú gömb felületén helyezkedik el és ott egyenletesen oszlik el, vagyis az elektron ebből a szempontból egy töltött vezető gömbnek felel meg.

A töltött gömb energiáját úgy kaphatjuk meg, hogy kiszámítjuk a gömb által létrehozott elektromos erőter energiáját.

Az elektromos erőterben az energiasűrűség:

$$w = \frac{1}{2} \varepsilon_0 E^2.$$

Az elektrosztatikából tudjuk, hogy egy  $e$  töltésű vezető gömb belsejében nincs elektromos erőter, a gömbön és azon kívül pedig a térerősséget az

$$E = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{e}{r^2}$$

összefüggés adja meg, ahol  $r$  a gömb középpontjától mért távolság. Ezzel az energiasűrűség

$$w = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \left( \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \right)^2 \frac{e^2}{r^4}.$$

Egy elemi térfogatban az energia

$$dE_{gömb} = w dV = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \left( \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \right)^2 \frac{e^2}{r^4} dV.$$

Mivel az energiasűrűség csak  $r$ -től függ, célszerű az elemi térfogatot  $r$  sugarú,  $dr$  vastagságú gömbhéj formájában felvenni:

$$dV = 4\pi r^2 dr .$$

Ezzel az elemi térfogat energiája

$$dE_{gömb} = w dV = \frac{1}{2} 4\pi\epsilon_0 \left( \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{e^2}{r^4} r^2 dr = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{dr}{r^2},$$

a teljes energia pedig

$$E_{gömb} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0} \left[ -\frac{1}{r} \right]_{r_0}^{\infty} = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_0} .$$

A relativitáselméleti összefüggés szerint

$$\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_0} = m_0 c^2 ,$$

amiből megkapjuk a töltött gömbnek képzelt elektron ún. *elektromágneses tömegét*:

$$m_0 = \frac{1}{8\pi\epsilon_0 c^2} \frac{e^2}{r_0} .$$

Az elektron sugarára ugyanebből az összefüggésből az

$$r_0 = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 m_0 c^2}$$

kifejezést kapjuk.

A sugárra kapott érték természetesen függ attól, hogy a töltött gömbben milyen töltéseloszlást tételezünk fel, ezért különböző töltéseloszlás-modellek különböző elektronsugár értékre vezetnek.

A kapott értékek közül kiválasztották az általunk kapott érték kétszeresét, vagyis az

$$R_0 = 2r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_0 c^2}$$

értéket, és ezt nevezik *klasszikus elektronsugárnak*. Az ismert állandók behelyettesítése után az  $R_0 = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$  értéket kapjuk.

### ***Egyenletesen mozgó töltés erőtere***

Egyenletes  $v$  sebességgel mozgó,  $q$  töltés körül elektromos és mágneses erőter alakul ki. Pozitív töltés elektromos erőterét a  $v \ll c$  esetben a töltéstől  $r$  távolságban (az  $\mathbf{r} = r\mathbf{u}_r$  helyvektorú pontban) a Coulomb-törvény adja meg:

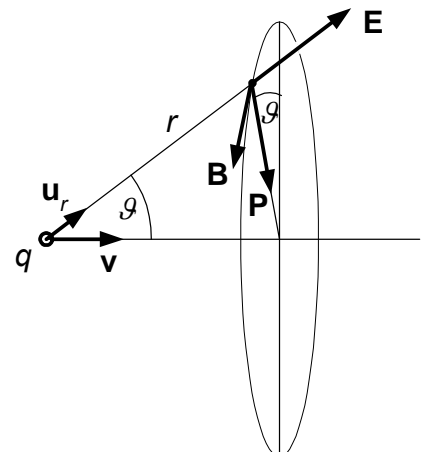
$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q}{r^2} \mathbf{u}_r ,$$

ahol  $\mathbf{u}_r$  a töltéstől a vizsgált ponthoz mutató egységvektor (ábra).

A mágneses erőteret a Biot–Savart-törvényből kaphatjuk meg. Eszerint egy  $I$  áram  $dl$  hosszúságú szakasza által az  $\mathbf{r} = r\mathbf{u}_r$  helyvektorú pontban létrehozott mágneses indukciót a

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu}{4\pi} I \frac{\mathbf{u}_T \times \mathbf{u}_r}{r^2} dl$$

összefüggés adja meg, ahol  $\mathbf{u}_T$  az áram irányába mutató egységvektor.



Tudjuk, hogy  $Idl = jSdl = nqvSdl = nqv dV = dNqv$ , ahol  $dN$  az  $S$  keresztmetszetű vezető  $dl$  hosszúságú szakaszán elhelyezkedő töltések száma. Ezzel a mágneses indukció kifejezése a

$$d\mathbf{B} = dN \frac{\mu}{4\pi} \frac{qv \mathbf{u}_T \times \mathbf{u}_r}{r^2}$$

alakot ölti. Ez a  $dN$  számú töltés erőtere, így az egyetlen  $\mathbf{v} = v\mathbf{u}_T$  sebességű  $q$  töltés által létrehozott mágneses indukció:

$$\mathbf{B} = \frac{d\mathbf{B}}{dN} = \frac{\mu}{4\pi} q \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{u}_r}{r^2}.$$

Felhasználva a  $\mu\epsilon = \frac{1}{c^2}$  és az  $\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon} \frac{q}{r^2} \mathbf{u}_r$  összefüggést, azt kapjuk, hogy

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \mathbf{v} \times \mathbf{E}.$$

Az összefüggésekből és az ábráról is látható, hogy  $\mathbf{E} \times \mathbf{B} \perp \mathbf{u}_r$ , ezért, ha a töltést körül vesszük egy koncentrikus gömbfelülettel, akkor az azon át kijutó energiaáram

$$\frac{dE}{dt} = \epsilon c^2 \oint_A (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{u}_r dA = 0.$$

Ez azt jelenti, hogy az egyenletesen mozgó töltés nem sugároz.

Számítsuk ki még az erőter impulzusát, amit a

$$\mathbf{P} = \epsilon \mathbf{E} \times \mathbf{B} = \frac{\epsilon}{c^2} \mathbf{E} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{E})$$

$$P = \frac{\epsilon}{c^2} E v E \sin \vartheta = \frac{\epsilon}{c^2} v E^2 \sin \vartheta$$

impulzussűrűség felhasználásával kaphatunk meg.

A  $\mathbf{P}$  impulzussűrűség-vektor benne van a  $\mathbf{v}$  és  $\mathbf{E}$  által meghatározott síkban, és  $\mathbf{v}$ -irányú komponense  $P \sin \vartheta$ . A  $\mathbf{v}$ -re merőleges komponensek egymást kompenzálják, így az eredő nagysága

$$P_e = P \sin \vartheta = \frac{\epsilon v}{c^2} E^2 \sin^2 \vartheta.$$

Egy  $dV$  térfogatelem impulzusát a

$$dp_{teljes} = P_e dV$$

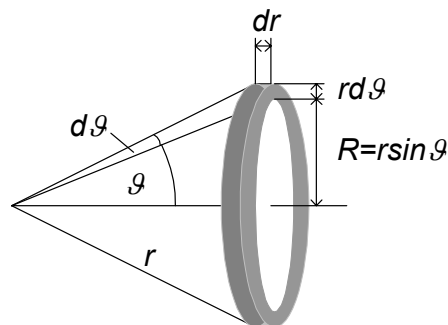
összefüggéssel, a teljes impulzust a térfogatra történő összegzéssel kapjuk meg. Mivel az elrendezés hengerszimmetrikus, az elemi térfogatot célszerű az ábrán látható módon felvenni:

$$\begin{aligned} dV &= (2R\pi)(rd\vartheta)(dr) = 2\pi r \sin \vartheta dr d\vartheta = \\ &= 2\pi r^2 \sin \vartheta d\vartheta dr. \end{aligned}$$

Ezzel a teljes impulzus

$$p_{teljes} = \frac{\epsilon v}{c^2} 2\pi \int_{r_0}^{\infty} \int_0^{\pi} \sin^3 \vartheta d\vartheta E^2 r^2 dr = \frac{v}{c^2} \frac{4}{3} \int_{r_0}^{\infty} \frac{1}{2} \epsilon E^2 4\pi r^2 dr.$$

A szög szerinti integrál értéke  $4/3$ , a jobboldalon az átrendezett  $r$  szerinti integrál pedig nem más mint a töltött részecske elektromágneses energiája, amit a klasszikus



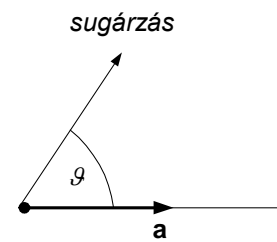
elektronmodell mintájára a részecske  $m_0c^2$  nyugalmi energiájának tekintünk. Ezt felhasználva, az alábbi összefüggést kapjuk:

$$p_{teljes} = \frac{v}{c^2} \frac{4}{3} \int_{r_0}^{\infty} \frac{1}{2} \varepsilon E^2 4\pi r^2 dr = \frac{v}{c^2} \frac{4}{3} m_0 c^2 = \frac{4}{3} m_0 v$$

(itt  $r_0$  a töltött részecske sugara,  $m_0$  a nyugalmi tömege).

Annak, hogy a várt  $p_{teljes} = m_0 v$  helyett a fenti értéket kaptuk,

az az oka, hogy a töltött részecskére vonatkozó modellünk (pl. töltéeloszlás) nem teljesen pontos.



### Gyorsuló elektromos töltés erőtere, a fékezési sugárzás

A rezgő dipól működése tulajdonképpen visszavezethető arra a tapasztalathoz ismert tényre, hogy egy gyorsuló elektromos töltés elektromágneses sugárzást bocsát ki magából.

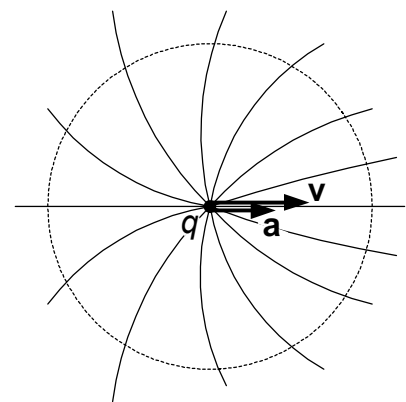
A töltés által kibocsátott energiaáram számításánál az egyenletesen mozgó töltéshez képest itt az a különbség, hogy a gyorsuló töltés elektromos erőtere nem sugárirányú, és nem gömbszimmetrikus, hanem – mint kimutatható – az erővonalak az ábrán látható módon alakulnak. Ennek az a következménye, hogy

$$\frac{dE}{dt} = \varepsilon c^2 \oint_A (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{A} \neq 0,$$

tehát a töltés energiát sugároz ki.

A sugárzás intenzitása az elektromágnességtan törvényei segítségével kiszámítható, de ezzel itt nem foglalkozunk. A számításból az derül ki, hogy az intenzitás arányos a töltés  $a$  gyorsulásának négyzetével, és a sugárzás döntően a gyorsulás irányához képest oldalra lép ki. A kilépés szögét  $\vartheta$ -val jelölve (ábra) az intenzitásra fennáll, hogy

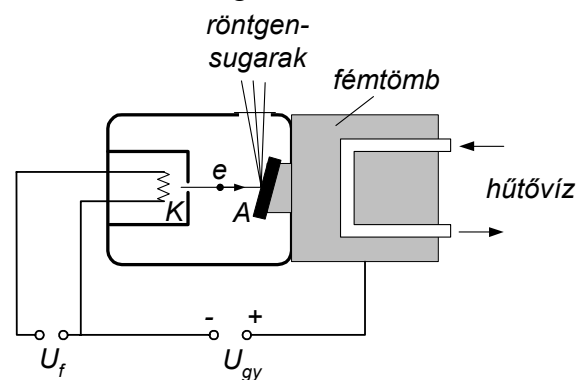
$$I \sim a^2 \sin^2 \vartheta.$$



A gyorsuló töltés sugárzására vonatkozó közvetlen tapasztalat a röntgenkészülék működése, amelyben nagy sebességű elektronok egy fémlapnak ütközve lelassulnak, és eközben elektromágneses hullámokat (röntgensugárzást) bocsátanak ki magukból.

Az ábrán egy röntgensugárzás keltésére használt röntgenső vázlatja látható. A légritkított csőben az  $U_f$

fűtőfeszültséggel egy fémszálat (K) izzítanak, amelyből elektronok lépnek ki. Az elektronokat ezután az  $U_{gy}$  gyorsítófeszültséggel felgyorsítják. A felgyorsított elektronok egy fémlapba (A) ütköznek, lefékeződnek, és eközben jön létre a fékezési röntgensugárzás, amely egy vékony anyagból készült ablakon át jut ki a csőből.



A gyorsuló töltés sugárzása okozza a részecskegyorsítók működése közben tapasztalt elektromágneses sugárzást is. Így például az elektronok gyorsítására használt

berendezésekben, a szikrotronokban, az elektronok fénysebességhez közeli sebességgel körpályán mozognak, ami azt jelenti, hogy a körmozgásból származó centripetális gyorsulásuk nagyon nagy értékeket vesz fel. Ebből a gyorsulásból származik az az elektromágneses sugárzás, amelyet az elektronok a pályájuk érintője irányában bocsátanak ki, és amelyet *szikrotronsugárzásnak* neveznek.

A gyorsuló töltés sugárzásának részletes tárgyalására az elektrodinamikában kerül sor.

## Dróthullámok és hullámvezetők

A szabad elektromágneses hullámokon kívül olyan elektromágneses hullámok is előállíthatók, amelyek valamilyen vezető rendszer mentén terjednek. Ezek közül most a dróthullámokat és egy egyszerű hullámvezetőt vizsgálunk meg.

### Dróthullámok

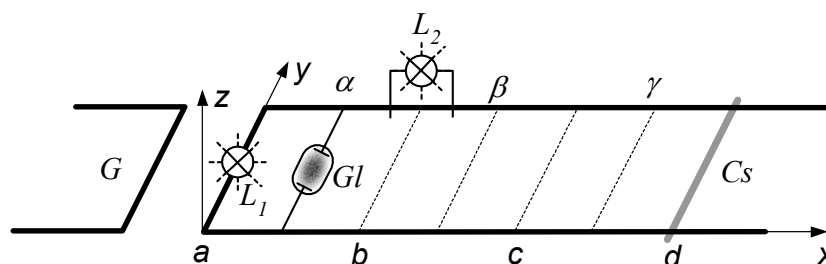
A lassan változó, kvázistacionárius áramok (rezgőkörök) tárgyalásánál feltételeztük, hogy a Kirchhoff-törvények az áram és feszültség pillanatnyi értékeire érvényesek. Így kaptuk meg egy rezgőkörben létrejött áramot, amely időben változik, de adott időpillanatban az áramkör minden egyes pontján ugyanakkora nagyságú és ugyanolyan irányú. Ha azonban a rezgés frekvenciáját és az áramkör méreteit növeljük, akkor ettől eltérő jelenségeket észlelünk.

### KÍSÉRLET:

Egy nagy frekvenciájú ( $f \approx 10^8 \text{ Hz}$ ) rezgést előállító generátorral (az alábbi ábrán  $G$ ) induktív csatolás segítségével váltakozó áramot hozunk létre az ábrán látható áramkörben, amely egy hosszú párhuzamos drótpárból (*Lecher-féle-drótpár*), benne egy izzólámpából ( $L_1$ ) és a rajta csúsztatható összekötő vezetéből áll ( $Cs$ ).

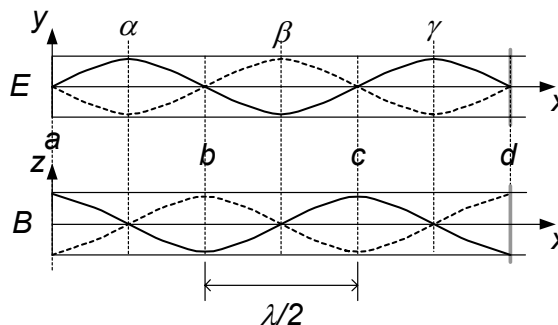
Ha a csúszkát mozgatjuk, akkor az izzólámpa különböző erősséggel világít. Állítsuk be a csúszkát úgy, hogy az izzólámpa maximális fényt adjon.

Ezután egy csúszkára szerelt – a dróthoz párhuzamosan kapcsolt – másik izzólámpával ( $L_2$ ) nézzük meg, hogy a drót különböző helyein ugyanaz az áram folyik-e. Azt tapasztaljuk, hogy az izzó egymástól azonos távolságban lévő helyeken ( $a, b, c, d$ ) maximális fényerővel izzik, a közbülső helyeken pedig nem világít. Ha a drótpáron a drótpárt áthidaló csúszkába beépített gázkisülési csövet mozgatunk végig, akkor azt találjuk, hogy a cső éppen a közbülső helyeken ( $\alpha, \beta, \gamma$ ) ad maximális fényerőt. Ez azt mutatja, hogy ezeken a helyeken a legnagyobb a feszültség a két drót között.



A kísérletről világosan látszik, hogy az áramkör különböző helyein más és más az áramerősség amplitúdója, de ennél is érdekesebb, hogy a drótpár mentén haladva az áram és a feszültség amplitúdója periodikusan változik. Ez tipikusan állóhullám jellegű viselkedés: az  $a, b, c, d$  helyeken áram-maximum (duzzadóhely) és feszültség-minimum (csomópont)- az  $\alpha, \beta, \gamma$  helyeken feszültség-maximum és áram-minimum alakul ki.

Érdekes megvizsgálni a kialakult elektromos és mágneses erőteret is. A drótpár síkjában az elektromos térerősség a drótokra merőleges (az  $y$ -tengellyel párhuzamos), és ott változik a legnagyobb amplitúdóval, ahol legnagyobb a feszültség (az ábrán az  $\alpha, \beta, \gamma$  helyek). A mágneses indukcióvektor merőleges a drótok síkjára (a  $z$ -tengellyel párhuzamos), és ott változik a legnagyobb amplitúdóval, ahol a legnagyobb áramot mérjük ( $a, b, c, d$  helyek). Az elektromos térerősség és a mágneses indukció amplitúdójának helyfüggését mutatja a mellékelt ábra.



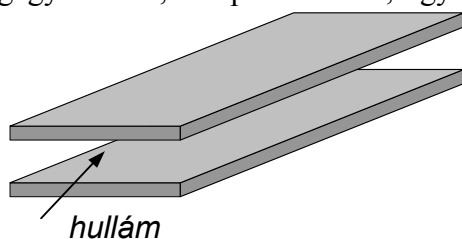
Úgy látszik tehát, hogy ha egy ilyen drótpárban nagyfrekvenciás elektromágneses rezgést hozunk létre, akkor ez a zavar a drótpár mentén elektromágneses hullámként terjed, és – hasonlóan a fémlapról visszaverődő szabad hullámok esetén – elektromágneses állóhullám jön létre.

A mérésből megállapítható a  $\lambda$  hullámhossz (két azonos jellegű pont távolsága a félhullámhosszal egyenlő), így a forrás  $f$  frekvenciájának ismeretében kiszámítható a hullám  $c = \lambda f$  fázissebessége, amire a jól ismert *fénysebességet* kapjuk.

### Hullámvezetők

Láttuk, hogy egy drótpárban létrehozott elektromágneses hullám a drótpár mentén terjed, vagyis a drótpár vezeti az elektromágneses hullámot. Ebben az elrendezésben azonban a hullám a drótpárt körülvevő nagyobb térrészre terjed ki. Megfelelő elrendezéssel olyan eszköz is készíthető, amely a hullámot koncentráltabban vezeti az általunk kívánt irányba, vagyis az elektromágneses hullámoknál is létrehozhatók *hullámvezetők*.

Korábban hanghullámok esetén megvizsgáltuk a hullámvezető működését a legegyszerűbb, két párhuzamos, egymáshoz közel elhelyezett, a hullámot visszaverő



sík lemezből álló hullámvezetőt (ábra). Az ott kapott eredmények elektromágneses hullámokra is alkalmazhatók. A visszaverő felület, nagyfrekvenciás elektromágneses hullámoknál (pl. mikrohullámok) jó vezető anyag (fém), fény esetén tükröző felület

lehet.

Elektromágneses hullámok esetén a hullámvezető tulajdonképpen azt a szerepet játssza, mint a dróthullámoknál a drótpár, de itt az elektromágneses erőteret a lemezek kisebb térrészre korlátozzák, ami csökkenti a veszteségeket. Ez még inkább igaz a gyakorlatban általában használt hullámvezetők esetén, amelyekben a hullám egy csőben halad. Az ábrán a



mikrohullámú technikában használt, egymáshoz csatlakoztatható, jó vezető fémből készült hullámvezető-elemek láthatók.

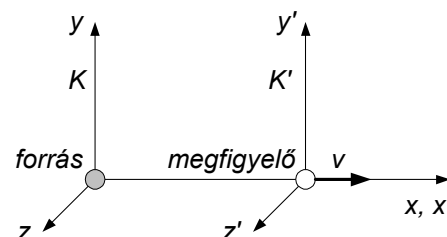
Elektromágneses hullámok esetén is létezik minimális (levágási) frekvencia, vagyis a hullámvezető alul szűrő tulajdonságú.

Mikrohullámok keltésében és detektálásában fontos szerepet játszanak a minden oldalról zárt üregek, a rezonátorok.

### Elektromágneses hullámok Doppler-effektusa

Korábban láttuk, hogy rugalmas hullámoknál a Doppler-effektust a hullámforrásnak és a megfigyelőnek a hullámot hordozó közeghez viszonyított sebessége határozza meg. Elektromágneses hullámok esetén szintén megfigyelhető a Doppler-effektus, de az elektromágneses hullám terjedéséhez nincs szükség közegre, ezért ebben az esetben az effektusban csak a forrás és megfigyelő *relatív sebessége* játszik szerepet. A jelenség további sajátossága, hogy – a relativitáselmélettel összhangban – a hullám fázissebessége mindkét rendszerben ugyanaz.

Vizsgáljuk meg azt az egyszerű esetet (ábra), amikor a forráshoz rögzített  $K$ - és a megfigyelőhöz rögzített  $K'$  koordinátarendszer  $x$ -tengelyei egy egyenesen vannak,  $y$ - és  $z$ -tengelyeik párhuzamosak, és a megfigyelő ( $K'$ ) az  $x$ -tengely mentén  $v$  sebességgel távolodik a forrástól ( $K$ ).



Vizsgáljunk egy  $x, x'$ -tengely mentén vákuumban terjedő síkhullámot, amit a  $K$  rendszerben a

$$\psi(x, t) = A \sin(\omega t - k_x x)$$

hullámfüggvény ír le.

A relativitáselméletből tudjuk, hogy a  $t, \mathbf{r}$  mennyiségpár mellett az  $\omega, \mathbf{k}$  mennyiségpár is négyesvektor, továbbá, hogy a négyesvektorok skalárszorzata invariáns a koordináta-transzformációval szemben. Ebből következik, hogy az  $\omega t - \mathbf{k} \mathbf{r}$  mennyiség invariáns, tehát a  $K$  és  $K'$  rendszerbeli értékük azonos:

$$\omega t - k_x x - k_y y - k_z z = \omega' t' - k'_x x' - k'_y y' - k'_z z'.$$

Mivel az általunk vizsgált speciális esetben  $y = z = y' = z' = 0$ ,  $k_y = k_z = k'_y = k'_z = 0$ , ez az összefüggés azt jelenti, hogy

$$\omega t - k_x x = \omega' t' - k'_x x'$$

Fejezzük ki az  $x, t$  mennyiségeket  $x', t'$ -vel a Lorentz-transzformáció segítségével

$$x = \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{illetve} \quad t = \frac{t' + \frac{v}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}},$$

és helyettesítsük be a fenti egyenletbe:

$$\omega \frac{t' + \frac{v}{c^2} x'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - k \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \omega' t' - k'_x x'.$$

A baloldal rendezése után ez az alábbi alakot ölti

$$\frac{\omega - kv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} t' - \frac{k - \omega \frac{v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} x' = \omega' t' - k'_x x'.$$

Az egyenlet két oldal összehasonlításából azt kapjuk, hogy

$$\omega' = \frac{\omega - kv}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{illetve} \quad k'_x = \frac{k_x - \omega \frac{v}{c^2}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Ha felhasználjuk, hogy a forráshoz rögzített rendszerben  $\omega = ck_x$ , akkor az

$$\omega' = \omega \frac{1 - \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad \text{illetve} \quad k'_x = k_x \frac{1 - \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

összefüggéseket kapjuk. Ezekből mellékesen az is kijön, hogy a  $K'$  rendszerben is fennáll, hogy

$$\frac{\omega'}{k'_x} = \frac{\omega}{k_x} = c.$$

A körfrekvenciához hasonló összefüggés érvényes a megfigyelő által észlelt  $f'$  frekvenciára is:

$$f' = f \frac{1 - \frac{v}{c}}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}.$$

Ha  $v \ll c$ , akkor az összefüggés egyszerűbb alakba írható:

$$f' = f \left( 1 - \frac{v}{c} \right).$$

Látható, hogy a forrástól távolodó megfigyelő ( $v > 0$ ) kisebb frekvenciát és nagyobb hullámhosszt, a közeledő ( $v < 0$ ) nagyobb frekvenciát és kisebb hullámhosszt észlel, mint a forrással együtt mozgó. Ha a sebesség az összekötő egyenessel szöget zár be, akkor a fenti effektusban csak az összekötő egyenessel párhuzamos sebességkomponens játszik szerepet, ugyanúgy, ahogy a rugalmas hullámoknál.

A frekvencia-eltolódásra vonatkozó összefüggés jelentős szerepet kapott a modern kozmológiában. Az általunk megfigyelhető galaxisok fényét vizsgálva kiderült, hogy a galaxisban és a Földön is létező elemek színképei szisztematikusan eltérnek egymástól: a galaxisról jövő fény színképvonalai a hosszabb hullámhosszak (tehát a vörös) felé eltolódnak a földi színkép vonalaihoz képest. A jelenséget *vöröseltolódásnak* nevezik. Ennek egyik magyarázata az lehet, hogy a galaxisok távolodnak tőlünk, és a vöröseltolódás a Doppler-effektus következménye.

A Doppler-effektus másik fontos megnyilvánulása az, hogy gyorsan, és rendezetlenül mozgó atomokat vagy molekulákat tartalmazó gázkisülés (pl. plazma) fényében a spektrumvonalak kiszélesednek. A rendszertelen mozgás miatt a sugárzó atomok a megfigyelőhöz képest minden irányban mozognak, így az atomok által kibocsátott  $f$  frekvencia helyett a megfigyelő



az  $f' = f\left(1 - \frac{v}{c}\right)$  és  $f'' = f\left(1 + \frac{v}{c}\right)$  értékek közé eső frekvenciákat észlel (itt  $v$  a molekulasebesség legvalószínűbb értéke). Ezért a spektrumvonal helyett egy frekvenciatartományt átfogó, kiszélesedett vonalat észlelünk. A frekvenciatartomány szélessége  $\Delta f = f'' - f' = 2f \frac{v}{c}$ . A jelenséget *Doppler-kiszélesedésnek* nevezik, és mérésével meghatározható a molekulák átlagos sebessége, abból pedig a gáz hőmérséklete.

A Doppler-effektust eddig abban az esetben vizsgáltuk, amikor a relatív sebesség vektora a forrást és a megfigyelőt összekötő egyenesen volt. Ezt az esetet gyakran *longitudinális Doppler-effektusnak* hívják. A megkülönböztető elnevezés oka az, hogy – a rugalmas hullámoktól eltérően – az elektromágneses hullámoknál a forrást és megfigyelőt összekötő egyenesre *merőleges relatív sebesség* is okoz frekvenciaeltolódást. Ezt a jelenséget *transzverzális Doppler-effektusnak* nevezik. Ezzel itt részletesebben nem foglalkozunk, csak megjegyezzük, hogy a transzverzális effektus lényegesen kisebb, mint a longitudinális.

### Az elektromágneses spektrum

Az elektromágneses hullámoknak a közismert rádióhullámok és a fény mellett még számos egyéb fajtája ismeretes. A különböző névvel jelölt elektromágneses hullámok mindegyikében az elektromágneses erőtér zavarai terjednek, de keletkezési mechanizmusuk és frekvenciájuk illetve hullámhosszuk más és más. Az eltérő frekvencia miatt eltérő módon lépnek kölcsönhatásba az anyaggal, vagyis viselkedésük is eltérő lehet.

Az alábbi ábrán bemutatjuk a különböző frekvenciájú (hullámhosszú) elektromágneses hullámok ismert tartományait, vagyis az *elektromágneses spektrumot*. A frekvencia mellett megadjuk a vákuumbeli terjedésre érvényes  $\lambda = \frac{c}{f}$  hullámhosszt és a hullámhossztartományok elnevezését.

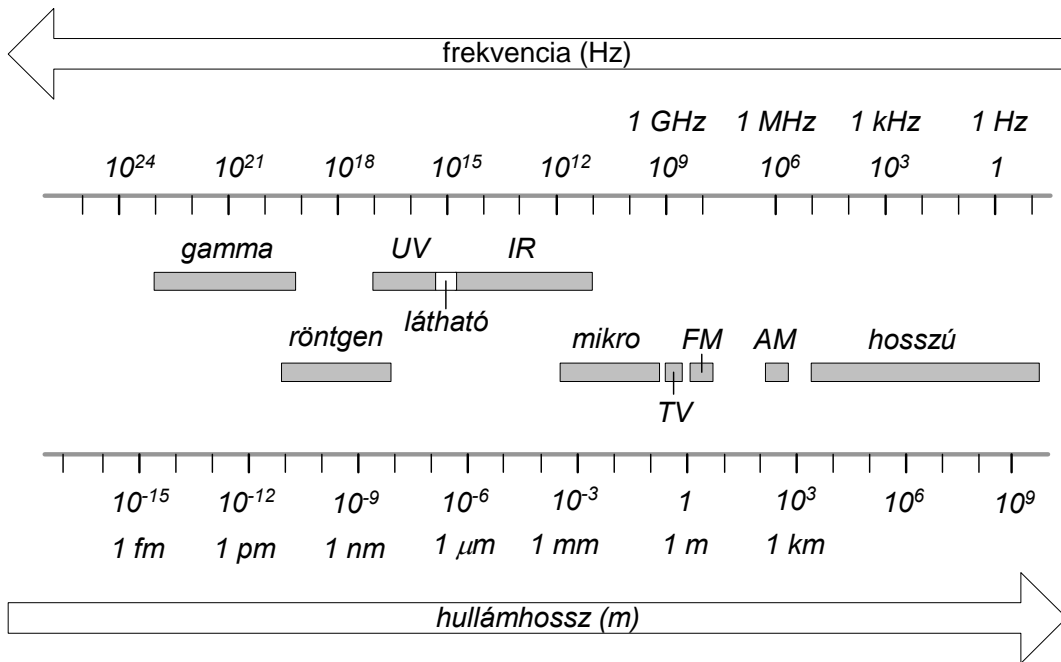
A legnagyobb hullámhosszú hullámok közé tartoznak a hosszú hullámok, az amplitúdómodulált (*AM*) hullámok, a frekvenciamodulált (*FM*) hullámok, a videojeleket hordozó (*TV*) hullámok. Ezeket az elektronikus információátvitel klasszikus eszközeiben (rádió, televízió) használják. Előállításuk elektronikus áramkörökkel történik. A háztartásban is használt mikrohullámokat speciális rezonátorokban keltik.

Az infravörös (*IR*) sugárzás molekulákban vagy sok atomból álló anyagokban végbemenő változások (pl. hőmérsékleti sugárzás) következménye.

A látható- és ultraibolya (*UV*) fény az atomhéjban lejátszódó folyamatok eredménye.

Az orvosi röntgenkészülékekben, a kristályszerkezeti vizsgálatoknál használt röntgensugárzás az atomhéjban vagy az atommagban végbemenő átalakulások során jön létre, emiatt az ultraibolya és a gamma sugárzással kissé átfedésben van.

A gamma sugárzás atommag-átalakulások kísérő sugárzása.



Mozgó elektromos töltés elektromágneses tere .....	63
<i>A klasszikus elektronmodell</i> .....	63
<i>Egyenletesen mozgó töltés erőtere</i> .....	64
<i>Gyorsuló elektromos töltés erőtere, a fékezési sugárzás</i> .....	66
Dróthullámok és hullámvezetők .....	67
<i>Dróthullámok</i> .....	67
<i>Hullámvezetők</i> .....	68
Elektromágneses hullámok Doppler-effektusa .....	69
Az elektromágneses spektrum .....	71