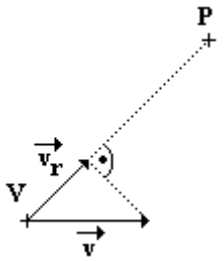
Dopplerův jev

Tak jako dochází ke změně frekvence (resp. vlnové délky) u mechanického vlnění (např. u zvuku) díky vzájemnému pohybu zdroje vlnění a přijímače vlnění, analogicky dochází k této změně i pro světlo. Uvažujme tedy vysílač *V* světelného vlnění, který se bude vůči přijímači *P* pohybovat rychlostí $\vec{v}$. Vzhledem k tomu, že během odvozování budeme potřebovat také tzv. radiální rychlost vysílače vůči přijímači, zavedeme tento pojem již nyní. Radiální rychlost $\vec{v}_r$ je složka rychlosti $\vec{v}$, která míří ve směru spojnice vysílače a přijímače (viz obr. 26).

Označme ν_V frekvenci světelného vlnění, které vysílá vysílač, a ν_P frekvenci světelného vlnění, které přijímá přijímač. Situaci budeme sledovat z hlediska přijímače *P*.



Obr. 26

V teorii relativity bývá zvykem značit frekvenci symbolem ν („*ný*“) namísto běžného *f*. Tato změna značení snad nebude na závadu v pochopení dalšího textu.

Vysílač *V* vyšle dva signály, které vyšle v časovém odstupu jedné periody světelného vlnění. Přijímač bude tyto dva signály přijímat rovněž v časovém odstupu jedné periody, která bude tentokráte měřena na přijímači.

První signál vyslaný vysílačem v čase t_{1V} přijme přijímač v čase $t_{1P} = t_{1V} + \frac{l}{c}$, kde *l* je vzdálenost vysílače a přijímače v okamžiku příjmu prvního signálu. Druhý signál vyšle vysílač v čase $t_{2V} = t_{1V} + \Delta t_V$, přijímač jej přijme v čase $t_{2P} = t_{2V} + \frac{l - v_r . \Delta t_V}{c}$. (Zde předpokládáme, že se vysílač během doby Δt_V posune o malou vzdálenost, kterou lze vyjádřit pomocí radiální rychlosti bez přepočtu na směr jeho pohybu.) Pro časový rozdíl mezi přijetím prvního a druhého signálu přijímačem *P* dostáváme: $t_{2P} - t_{1P} = t_{2V} + \frac{l - v_r . \Delta t_V}{c} - t_{1V} - \frac{l}{c}$ a tedy $\Delta t_P = \Delta t_V \left(1 - \frac{v_r}{c}\right)$. Vzhledem k tomu, že Δt_P je doba mezi přijetím prvního a druhého signálu, platí $\Delta t_P = \frac{1}{\nu_P}$.

Dosud provedené odvození lze aplikovat i na klasickou mechaniku (např. na zvukové vlnění) - speciální teorie relativity zatím nebyla použita.

Situaci popisujeme z hlediska přijímače a víme, že vysílač se pohybuje rychlostí, jejíž velikost je srovnatelná s velikostí rychlosti světla ve vakuu. Proto musíme brát v úvahu relativistické vlivy. Z hlediska přijímače *P* uplyne mezi vysláním prvního a druhého signálu vysílačem *V* doba $\Delta \tau_V = \Delta t_V \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}$, což je převrácená hodnota frekvence vysílače, tj. $\Delta \tau_V = \frac{1}{\nu_V}$.

Srovnáním zatím odvozených vztahů, můžeme tedy psát: $\frac{1}{\nu_P} = \Delta t_P = \Delta t_V \left(1 - \frac{v_r}{c}\right) = \Delta \tau_V \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \left(1 - \frac{v_r}{c}\right) = \frac{1}{\nu_V} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \cdot \left(1 - \frac{v_r}{c}\right)$ a tedy dostáváme vztah pro

relativistický Dopplerův jev: $\nu_p = \nu_V \cdot \frac{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}{1-\frac{v_r}{c}}$.

V případě, kdy se bude vysílač přibližovat k přijímači ve směru jejich spojnice, bude platit $v_r = v$ $\nu_p = \nu_V \cdot \frac{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}{1-\frac{v}{c}} = \nu_V \sqrt{\frac{1+\frac{v}{c}}{1-\frac{v}{c}}} > \nu_V$ a dojde tedy k posunu k fialovému konci spektra.

Pokud se bude vysílač vzdalovat od přijímače ve směru jejich spojnice, dostaneme $\nu_p = \nu_V \sqrt{\frac{1-\frac{v}{c}}{1+\frac{v}{c}}} < \nu_V$.

Světlo přijaté přijímačem bude posunuto směrem k červenému okraji spektra.

Toto „rychlé odvození“ lze udělat tak, že místo *v* budeme psát $-v$, protože se vysílač pohybuje na opačnou stranu.

Zajímavý případ nastane, pokud se bude vysílač pohybovat kolmo na spojnici vysílače a přijímače. V tom případě totiž $v_r = 0$ a z odvozeného vztahu pro Dopplerův jev dostaneme: $\nu_p = \nu_V \sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$, což je tzv. **transverzální Dopplerův jev**. Transverzální Dopplerův jev se v klasické mechanice nevyskytuje, neboť je dán pouze dilatací času.

V klasické mechanice by se jednalo o situaci, kdy se např. pohybuje zdroj zvuku ve směru kolmém na spojnici zdroje zvuku a pozorovatele. Dopplerův jev v tomto případě nenastává.

© Encyklopedie Fyziky (http://fyzika.jreichl.com); Jaroslav Reichl, Martin Všetička
Licence http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/ zakazuje úpravy a komerční distribuci.