the general science journal

GOLVEN EN STRALING - DE INFORMATONENTHEORIE

Antoine Acke

Abstract

In GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE* - a paper published in The General Science Journal of september 26, 2009 - we introduced the “informatonentheorie” to explain the phenomena and the laws of the *action-at-a-distance.*

Now we will investigate the macroscopic effect of *the emission of informatons by an accelerated charge* and we will deduce the formulas describing the electromagnetic waves of a simple harmonic oscillating charge, of an electric dipole and of a Hertzian dipole.

We will show that a simple oscillating charge radiates *photons* which are nothing else but energy-packets carried by informatons.

This vision on the nature of a photon throws a new light upon the relation between *the wave and the particle properties* of electromagnetic radiation. Specially, we will show that the *diffraction* of a photon corresponds to the phenomenon of an energy-packet that changes of carrier when two informatons cross each other.

As a consequence of the analogy “gravitation-electricity”, there must also exist *gravitational waves* and *gravitons.*

Content

ant.acke@skynet.be

* http://wbabin.net/astro/acke.pdf

VOORWOORD

De ideeën die uitgewerkt zijn in de hoofdstukken I, …, IV van de verhandeling GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE• stelden wij eerder voor in de publicaties *INLEIDING TOT DE INFORMATONENTHEORIE* (www.antoineacke.net) en *GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE* (http://wbabin.net/astro/acke.pdf).

Nu behandelen wij de materie die aan bod komt in hoofdstuk V.

Wij tonen aan dat de emissie van informatonen door een *versnelde puntlading* zich macroscopisch manifesteert als een elektromagnetisch veld met welbepaalde kenmerken. Als de lading een periodieke beweging beschrijft zendt ze een elektromagnetische golf uit. Wij beschrijven het bijzonder geval van de golf die door een harmonisch oscillerende lading wordt geëmitteerd en breiden dit uit tot de stralingseigenschappen van een Hertze dipool.

Samen met de golf emitteert een harmonisch trillende puntlading energiepakketten. Deze worden getransporteerd door informatonen. Een informaton dat een energiepakket draagt is een “foton”.

Deze visie op de natuur van fotonen werpt een nieuw licht op de relatie tussen het golfkarakter en het deeltjeskarakter van elektromagnetische straling. In het bijzonder kan men inzien dat wat wij beschrijven als “de afbuiging van een foton” niets anders is dan een interpretatie van de transfer van een energiepakket tussen twee informatonen die elkaars pad kruisen.

Als wij de analogie gravitatie-elektriciteit consequent doortrekken moeten wij besluiten dat een oscillerende puntmassa een gravitationele golf uitzendt en dat de energie die ze in de ruimte verspreidt gedragen wordt door “gravitonen”.

Wij behandelen achtereenvolgens:

1. Elektromagnetische golven
2. Elektromagnetische energie
3. Elektromagnetische golven en fotonen.

Oktober 2009 *Antoine Acke*

• GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE
Auteur: Antoine Acke - ant.acke@skynet.be
Uitgave 2008
Uitgeverij: Nevelland, Industrielaan 21, 9031-Drongen
D/2008/3988/1

I. ELEKTROMAGNETISCHE GOLVEN

1. Het elektromagnetisch veld van een versnelde puntlading

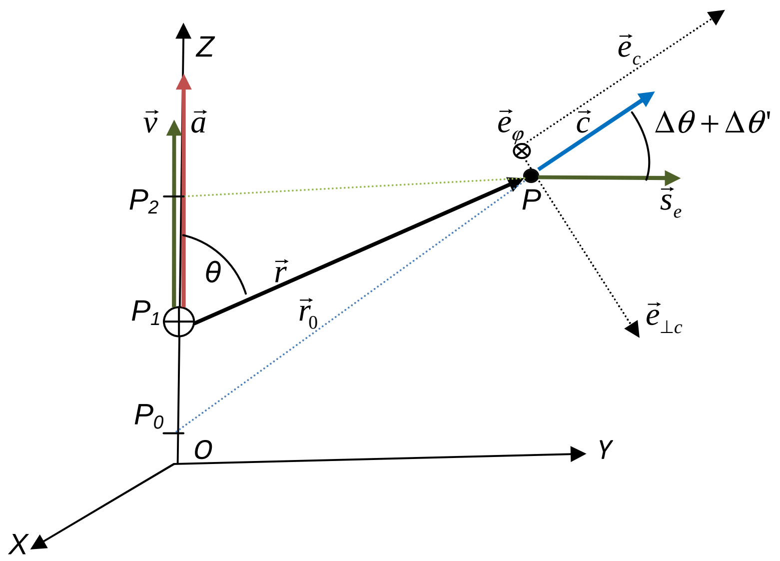


Fig. 1

In fig. 1 beschouwen wij de puntlading *q* die op het tijdstip *t* in het punt P_1 passeert. Haar ogenblikkelijke vectoriële snelheid en versnelling zijn respectievelijk $\vec{v} = v.\vec{e}_z$ en $\vec{a} = a.\vec{e}_z$. Wij veronderstellen dat de snelheid veel kleiner blijft dan de lichtsnelheid.

De informatonen die op dat moment in het vast punt *P* - bepaald door de tijdsafhankelijke plaatsvector $\vec{r}$ - voorbijsnellen zijn vertrokken uit P_0. Hun snelheidsvector $\vec{c}$ ligt dus in het verlengde van P_0P.

Hun e-spinvector is gericht volgens de rechte P_2P. In V.I.1 van GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE tonen wij aan dat P_2 voorijlt op de puntlading. In het geval van een eenparig versnelde rechtlijnige beweging geldt:

$$P_1P_2 = \frac{1}{2}.\frac{a.r_0^{\ 2}}{c^2} = P_0P_1$$

De karakteristieke verdraaiing, dit is de hoek die de werklijnen van $\vec{s}_e$ en $\vec{c}$ insluiten, bestaat uit twee componenten:

- $\Delta\theta \cong \sin(\Delta\theta) = \dfrac{v(t-\frac{r_0}{c})}{c}.\sin\theta$, de karakteristieke verdraaiing die het gevolg is van de ogenblikkelijke snelheid van *q* op het tijdstip $(t-\frac{r_0}{c})$ waarop de beschouwde informatonen geëmitteerd werden[•] .

- $\Delta\theta' \cong \sin(\Delta\theta') = \dfrac{a(t-\frac{r_0}{c}).r_0}{c^2}.\sin\theta$, de karakteristieke verdraaiing die het gevolg is van de ogenblikkelijke versnelling op het tijdstip ($t-\frac{r_0}{c}$). Indien de versnelling constant is geldt natuurlijk: $a(t-\frac{r_0}{c}) = a(t)$

Als men rekening houdt met het feit dat P_0P_1 - de weg die de lading aflegt gedurende de tijdspanne $\Delta t = \frac{r_0}{c}$ - verwaarloosbaar klein is ten opzichte van P_0P - de weg die het licht gedurende dat tijdsinterval aflegt - kan men besluiten dat r_0 met r (en θ_0 met θ) kan vereenzelvigd worden. De karakteristieke verdraaiing kan dus uitgedrukt worden als:

$$\boxed{\Delta\theta + \Delta\theta' = \frac{v(t-\frac{r}{c})}{c}.\sin\theta + \frac{a(r-\frac{t}{c}).r}{c^2}.\sin\theta}$$

Men berekent achtereenvolgens de elektrische veldsterkte en de magnetische inductie in P. Men betrekt deze grootheden op het referentiestelsel ($\vec{e}_c, \vec{e}_{\perp c}, \vec{e}_\varphi$). Men vindt (GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE - V.I.2, V.I.3, V.I2):

$$\vec{E} = \frac{q}{4.\pi.\varepsilon_0.r^2}.\vec{e}_c + \{\frac{q}{4.\pi.\varepsilon_0.c.r^2}.v(t-\frac{r}{c}).\sin\theta + \frac{\mu_0.q}{4.\pi.r}.a(t-\frac{r}{c}).\sin\theta\}.\vec{e}_{\perp c}$$

$$\vec{B} = \{\frac{\mu_0.q}{4.\pi.r^2}.v(t-\frac{r}{c}).\sin\theta + \frac{\mu_0.q}{4.\pi.c.r}.a(t-\frac{r}{c}).\sin\theta\}.\vec{e}_\varphi$$

2. Het elektromagnetisch veld van een harmonisch oscillerende puntlading

In fig. 2 beschouwen wij een puntlading q die met frequentie $\nu = \frac{\omega}{2.\pi}$ harmonisch oscilleert rond de oorsprong van het inertiaalstelsel ***O***. Wij veronderstellen dat de snelheid van de lading steeds verwaarloosbaar klein is ten opzichte van die van het licht en dat haar ogenblikkelijke waarde gegeven wordt door:

$$v(t) = V.\cos\omega t$$

De elongatie *z(t)* en de versnelling *a(t)* worden dan beschreven door:

$$z(t) = \frac{V}{\omega}.\cos(\omega t - \frac{\pi}{2}) \qquad \text{en} \qquad a(t) = \omega.V.\cos(\omega t + \frac{\pi}{2})$$

[•] DE INFORMATONENTHEORIE §III,1

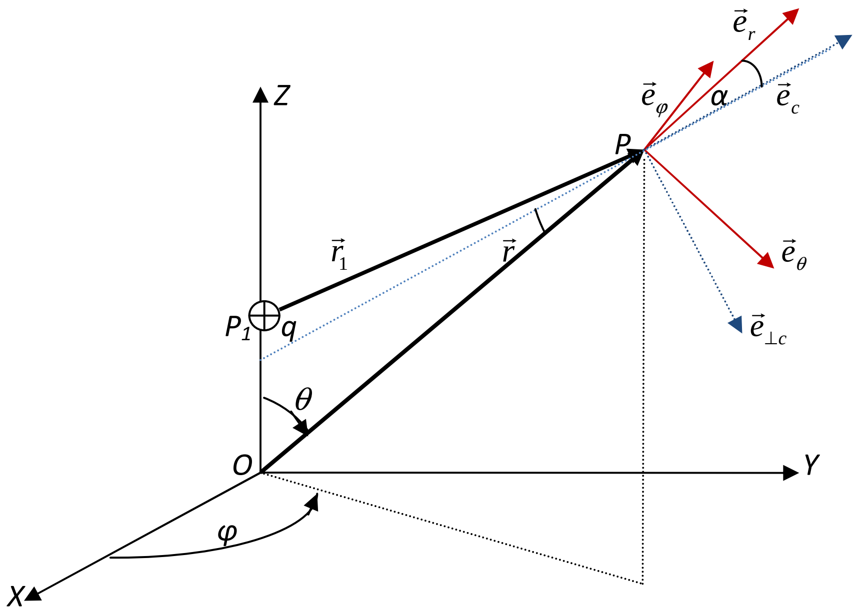


Fig. 2

Wij beperken onze beschouwingen tot punten *P* die voldoende ver van de oorsprong verwijderd zijn om te kunnen stellen dat de schommeling van de lengte van de plaatsvector $\overrightarrow{P_1P} = \vec{r}_1$ zeer klein is ten opzichte van de lengte van de tijdsonafhankelijke vector $\vec{r}$ die de plaats van *P* ten opzichte van de oorsprong bepaalt. Met andere woorden: wij nemen aan dat de amplitude van de trilling zeer klein is ten opzichte van de afstanden tussen de oorsprong en de punten van de ruimte waarop wij focussen.

Met de complexe voorstelling van *v(t)*, namelijk $\overline{V} = V.e^{j.0}$, als uitgangspunt bepalen wij de verschillende componenten van het elektromagnetisch veld in *P*. Wij stellen vast dat $\vec{E}_{\perp c} = E_{\perp c}.\vec{e}_{\perp c}$ en $\vec{B} = B_\varphi.\vec{e}_\varphi$ zuiver harmonische functies zijn, die beschreven worden door de volgende complexe voorstellingen (GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE - V.3):

$$\overline{E}_{\perp c} = \frac{q.\overline{V}}{4.\pi}.e^{-j.k.r}.(\frac{\eta}{r^2} + \frac{j.\omega.\mu_0}{r}).\sin\theta \qquad \text{en} \qquad \overline{B}_\varphi = \frac{\mu_0.q.\overline{V}}{4.\pi}.e^{-j.k.r}.(\frac{1}{r^2} + \frac{j.k}{r}).\sin\theta$$

Daarin is $k = \dfrac{\omega}{c}$ de fazeconstante, en $\eta = \mu_0.c = \dfrac{1}{\varepsilon_0.c} = \sqrt{\dfrac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120.\pi$ de intrinsieke impedantie van de vrije ruimte.

Een trillende lading veroorzaakt dus een elektomagnetische golf die zich met de snelheid van het licht uitbreidt ten opzichte van het punt waarrond de lading oscilleert:

$$\boxed{B_\varphi(r,\theta;t) = \frac{E_{\perp c}(r,\theta;t)}{c} = \frac{\mu_0.q.V.\sin\theta.\sqrt{1+k^2r^2}}{4\pi r^2}.\cos(\omega t - kr + \Phi) \qquad \text{met} \qquad tg\Phi = kr}$$

In punten die ver verwijderd zijn van de oscillerende lading, meer bepaald waar r veel groter is dan $\frac{1}{k} = \frac{c}{\omega}$, gaat de voorgaande uitdrukking naderen tot:

$$B_\varphi = \frac{E_{\perp c}}{c} = -\frac{\mu_0.k.q.V.\sin\theta}{4\pi r}.\sin(\omega t - kr) = -\frac{\mu_0.q.\omega.V.\sin\theta}{4\pi c r}.\sin(\omega t - kr) = \frac{\mu_0.q.a(t-\frac{r}{c}).\sin\theta}{4\pi c r}$$

Het intensiteit van het “verre veld” is omgekeerd evenredig met *r*, en wordt bepaald door de versnellingscomponent van *q* volgens de richting van $\vec{e}_{\perp c}$.

3. Het elektromagnetisch veld van een trillende dipool

Wij beschouwen opnieuw de situatie van fig. 2, maar veronderstellen dat een negatieve puntlading -*Q* in de oorsprong verankerd is. Deze vormt, samen met de trillende lading +*Q*, de trillende dipool (-*Q*, +*Q*).

Wij betrekken de ruimte op het bolcoördinaten-stelsel (*r*, *θ*, *φ*) en berekenen het elektromagnetisch veld in *P*. Alle veldcomponenten zijn harmonische tijdfuncties. Ze worden bepaald door de volgende complexe voorstellingen•:

$$\overline{E}_r = \frac{Q.\overline{V}}{4.\pi}.e^{-j.k.r}.(\frac{2}{j.\omega.\varepsilon_0.r^3} + \frac{2.\eta}{r^2}).\cos\theta$$

$$\overline{E}_\theta = \frac{Q.\overline{V}}{4.\pi}.e^{-j.k.r}.(\frac{1}{j.\omega.\varepsilon_0.r^3} + \frac{\eta}{r^2} + \frac{j.\omega.\mu_0}{r}).\sin\theta$$

$$\overline{B}_\varphi = \frac{\mu_0.Q.\overline{V}}{4.\pi}.e^{-j.k.r}.(\frac{1}{r^2} + \frac{j.k}{r}).\sin\theta$$

4. Het elektromagnetisch veld van een Hertze dipool

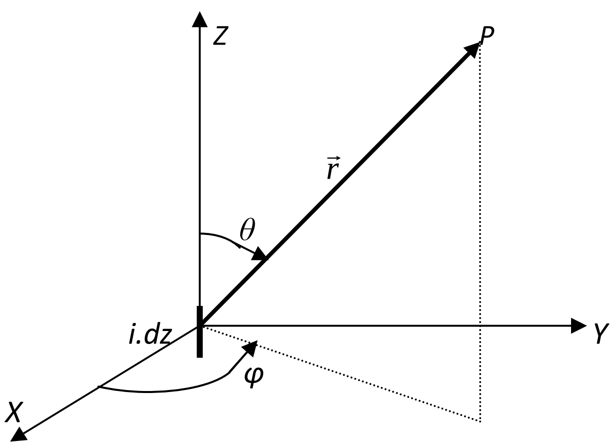


Fig. 3

• GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE - HOOFDSTUK V.4.

Een dipool van Hertz is een stroomelement *i.dz* waardoor een harmonische wisselstroom *i(t)* vloeit:

$$i(t) = I.\sin \omega t$$

Een dipool van Hertz is equivalent met een verzameling van harmonisch trillende elektrische dipolen (*-e, +e).* In hoofdstuk V.5 van GRAVITATIE EN ELEKTROMAGNETISME - DE INFORMATONENTHEORIE tonen wij aan dat zijn bijdrage tot het elektromagnetisch veld in *P* (fig.3) bepaald is door:

$$d\overline{E}_r = \frac{\bar{I}.dz}{4.\pi}.e^{-j.k.r}.(\frac{2}{j.\omega.\varepsilon_0.r^3} + \frac{2.\eta}{r^2}).\cos\theta$$

$$d\overline{E}_\theta = \frac{\bar{I}.dz}{4.\pi}.e^{-j.k.r}.(\frac{1}{j.\omega.\varepsilon_0.r^3} + \frac{\eta}{r^2} + \frac{j.\omega.\mu_0}{r}).\sin\theta$$

$$d\overline{B}_\varphi = \frac{\mu_0.\bar{I}.dz}{4.\pi}.e^{-j.k.r}.(\frac{1}{r^2} + \frac{j.k}{r}).\sin\theta$$

Daarin is $\bar{I}$ de complexe voorstelling van *i(t)*.

De Hertze dipool genereert dus een elektromagnetische golf. Op voldoende grote afstand van de dipool zijn de termen die omgekeerd evenredig zijn met r^2 en met r^3 verwaarloosbaar ten opzichte van de term in r^{-1}. Het “verre veld” wordt dus bepaald door:

$$d\overline{E}_\theta = \frac{j.\omega.\mu_0.\bar{I}.dz}{4.\pi.r}.\sin\theta.e^{-j.k.r} \quad \text{en} \quad d\overline{B}_\varphi = \frac{j.k.\mu_0.\bar{I}.dz}{4.\pi.r}.\sin\theta.e^{-j.k.r} = \frac{d\overline{E}_\theta}{c}$$

Voldoende ver van de Hertze dipool wordt de geëmitteerde elektromagnetische golf dan ook beschreven door:

$$dB_\varphi(r,\theta;t) = \frac{dE_\theta(r,\theta;t)}{c} = \frac{k.\mu_0.I.dz.\sin\theta}{4.\pi.r}.\sin(\omega.t - k.z)$$

***** ***** ***** ***** ***** ***** *****

II. ELEKTROMAGNETISCHE ENERGIE

1. Het theorema van Poynting

Een elektromagnetisch veld is volledig bepaald door de vectoriële functies: $\vec{E}(x,y,z;t)$ en $\vec{B}(x,y,z;t)$.

Poynting heeft aangetoond dat de uitdrukking $\frac{\vec{E}\times\vec{B}}{\mu_0}.\overrightarrow{dS}$ het tempo definieert waaraan energie, in de zin van de positieve normaal, door het oppervlakte-element *dS* in het punt *P* stroomt.

De *energie-stroomdichtheid in P* is dus $\frac{\vec{E}\times\vec{B}}{\mu_0}$. Men noemt deze vectoriële grootheid de "vector van Poynting". Men stelt ze voor door $\vec{S}$:

$$\boxed{\vec{S}=\frac{\vec{E}\times\vec{B}}{\mu_0}}$$

De hoeveelheid energie die een elektromagnetische golf gedurende het tijdsinterval *dt*, in de zin van de positieve normaal, door het oppervlakte-element *dS* in *P* stuwt is dus gegeven door:

$$dU=\frac{\vec{E}\times\vec{B}}{\mu_0}.\overrightarrow{dS}.dt$$

2. De energie uitgestraald door een harmonisch oscillerende puntlading

In I.2 toonden wij aan dat een harmonisch oscillerende puntlading een elektromagnetische golf uitzendt die in een ver verwijderd punt *P* bepaald wordt door (zie fig. 2):

$$\vec{E}=E_{\perp c}.\vec{e}_{\perp c}=-\frac{\mu_0.q.\omega.V.\sin\theta}{4\pi r}.\sin(\omega t-kr).\vec{e}_{\perp c}$$

$$\vec{B}=B_{\varphi}.\vec{e}_{\varphi}=-\frac{\mu_0.q.\omega.V.\sin\theta}{4\pi cr}.\sin(\omega t-kr).\vec{e}_{\varphi}$$

De ogenblikkelijke waarde van de Poynting vector is er:

$$\vec{S}=\frac{\mu_0.q^2.\omega^2.V^2.\sin^2\theta}{16.\pi^2.c.r^2}.\sin^2(\omega t-kr).\vec{e}_c$$

De hoeveelheid energie welke de oscillerende lading gedurende één periode door het oppervlakte-element *dS* stuurt dat in *P* loodrecht op de informatonenbeweging staat, is:

$$U = \int_0^T P.dt.dS = \frac{\mu_0.q^2.\omega^2.V^2.\sin^2\theta}{16.\pi^2.c.r^2}.\frac{T}{2}.dS$$

Rekening houdend met $\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi.\nu$ wordt dit:

$$U = \frac{\mu_0.q^2.V^2.\sin^2\theta}{8c}.\nu.\frac{dS}{r^2}$$

$\frac{dS}{r^2} = d\Omega$ is de ruimtehoek waaronder men *dS* ziet vanuit de oorsprong.

Dus is de energiehoeveelheid die de trillende lading per periode, *per eenheid van ruimtehoek*, in de richting bepaald door θ stuurt gegeven door:

$$u_\Omega = \frac{\mu_0.q^2.V^2.\sin^2\theta}{8c}.\nu$$

De energieflux is het grootst in de richting bepaald door $\theta = 90°$, dus in de richting die loodrecht op de trilrichting van de lading.

3. De emissie van fotonen door een harmonisch oscillerende puntlading

Hierboven zagen wij in dat de elektromagnetische golf die door een trillende elektrische lading wordt uitgezonden, energie meevoert. De uitgestraalde energie is evenredig met de frequentie van de golf, dus met de trilfrequentie van de ladingsdrager.

Wij poneren dat sommige informatonen die door een oscillerende lading geëmitteerd worden, onderling identieke discrete energie-pakketten ter grootte h.ν *meenemen. Door informatonen gedragen energiepakketten noemt men "fotonen".*

Wij veronderstellen dus dat de door een oscillerende elektrische lading uitgestraalde energie getransporteerd wordt door informatonen. Dit impliceert dat "fotonen" met de snelheid van het licht door de ruimte snellen.

Het aantal fotonen dat de trillende puntlading *q* per periode en per eenheid van ruimtehoek emitteert in de richting bepaald door θ is volgens II.2:

$$N_{f\Omega} = \frac{\mu_0.q^2.V^2.\sin^2\theta}{8hc}$$

En het totaal aantal fotonen dat ze per periode emitteert is:

$$N_f = \frac{\mu_0.q^2.V^2}{8hc}.2\pi.\int_0^\pi \sin^3\theta.d\theta = \frac{\pi}{3}.\frac{\mu_0}{h.c}.q^2.V^2$$

Laten wij N_f - het aantal fotonen dat de trillende ladingsdrager met massa *m* per periode emitteert -vergelijken met *N* , het aantal informatonen dat hij in dezelfde tijdspanne uitzendt.

$$N=\dot{N}.T=\frac{c^2}{h}.m.\frac{1}{\nu}=1{,}36.10^{50}.\frac{m}{\nu} \qquad \text{en} \qquad N_f=\frac{\pi.\mu_0}{3.h.c}.q^2.V^2=6{,}63.10^{18}.q^2.V^2$$

In het bijzonder geval van een oscillerend elektron wordt dit:

$$N=\frac{1{,}24.10^{20}}{\nu} \qquad \text{en} \qquad N_f=1{,}70.10^{-19}.V^2$$

Aangezien de ogenblikkelijke snelheid de lichtsnelheid niet kan bereiken kunnen wij een absolute bovengrens voor N_f bepalen:

$$N_f<1{,}70.10^{-19}.c^2=1{,}53.10^{-2}$$

Een trillend elektron kan dus zeker niet meer dan *1,53.10⁻²* fotonen per periode emitteren.

Verder volgt uit de definitie van foton dat het aantal fotonen dat per periode wordt uitgezonden onmogelijk groter kan zijn dan het aantal informatonen dat gedurende hetzelfde tijdsinterval wordt geëmitteerd:

$$1{,}53.10^{-2}<\frac{1{,}24.10^{20}}{\nu}$$

Daaruit volgt: $\nu < 8{,}10.10^{21}$.

Waaruit wij besluiten dat de waarde $8{,}10.10^{21}$ *Hz* een absolute bovengrens is voor de frequentie van de elektromagnetische golven die door een trillend elektron kunnen worden uitgezonden.

Een analoge redenering leert dat $1{,}50.10^{25}$ *Hz* een absolute bovengrens is voor de frequentie van de elektromagnetische golven die door een trillend proton kunnen worden geëmitteerd.

4. Uitbreiding - gravitationele golven - gravitonen

Als wij de redenering van de paragrafen I.2 toepassen op de g-informatie die geëmitteerd wordt door een - al dan niet geladen - harmonisch trillende massa *m*, komen wij tot het inzicht dat het "verre" gravitationeel veld bepaald wordt door:

$$B_{g\varphi}=\frac{E_{g\perp c}}{c}=\frac{\nu_0.k.m.V.\sin\theta}{4\pi r}.\sin(\omega t-kr)=\frac{\nu_0.m.\omega.V.\sin\theta}{4\pi cr}.\sin(\omega t-kr)=-\frac{\nu_0.m..a_\theta(t-\frac{r}{c})}{4\pi cr}$$

Deze uitdrukking beschrijft een *gravitationele golf* die zich met de lichtsnelheid uitbreidt.

1°. Laten wij voor de berekening van de energie die door een dergelijke golf verspreid wordt dezelfde methode volgen als in het geval van een elektromagnetische golf. Als wij daarbij aannemen dat die energie in beide gevallen getransporteerd wordt onder de vorm van fotonen (dit zijn energiepakketten ter grootte $h.\nu$), dan komen wij tot het besluit dat het aantal fotonen dat een trillende massa *m* per periode en per eenheid van ruimtehoek in de richting bepaald door θ emitteert, uitgedrukt wordt door:

$$N'_{f\Omega} = \frac{\nu_0 . m^2 . V^2 . \sin^2 \theta}{8hc}$$

Rekening houdend met de gegevens die onder II.3 werden afgeleid voor een trillend geladen deeltje met massa *m* en lading *Q*, bestaat de volgende relatie tussen N'_f - het aantal fotonen dat per periode meegestuurd wordt met de gravitationele golf - en N_f - het aantal fotonen dat in dezelfde tijdsspanne verbonden wordt aan de elektromagnetische golf:

$$N'_f = N_f . \frac{\nu_0}{\mu_0} . (\frac{m}{Q})^2 = 7{,}43.10^{-21} . (\frac{m}{Q})^2 . N_f$$

In het geval van een elektron wordt dit: $N'_f = 2{,}41.10^{-43} . N_f$ en in het geval van een proton: $N'_f = 8{,}12.10^{-37} . N_f$. Wij stellen vast dat nagenoeg alle fotonen die een trillend geladen deeltje emitteert aan zijn lading te wijten zijn en dus meegesleept worden met de elektromagnetische golf. *De emissie van een foton door een neutraal object blijkt dus een buitengewoon onwaarschijnlijk verschijnsel te zijn.*

2°. Dit besluit verantwoordt de hypothese als zou e en gravitationele golf energie transporteren door middel van *gravitonen*: dit zijn aangepaste energiepakketjes ter grootte $h'.\nu$, die zich aan sommige informatonen vasthechten. Het aantal gravitonen dat per periode geëmitteerd wordt door een trillende puntmassa *m* wordt dan gegeven door:

$$N'_f = \frac{\pi}{3} . \frac{\nu_0}{h'.c} . m^2 . V^2$$

Voor een proton (en een neutron) leidt dit tot: $N'_f = \frac{9{,}15.10^{-89}}{h'} . V^2$, en daar de snelheid de lichtsnelheid niet kan overtreffen moet: $N'_f < \frac{8{,}24.10^{-72}}{h'}$. Een proton emitteert ook fotonen, namelijk N_f per periode. Nu moet (zie hoger): $N_f < \frac{\pi}{3} . \frac{\mu_0}{h.c} . q^2 . c^2 = 1{,}53.10^{-2}$.

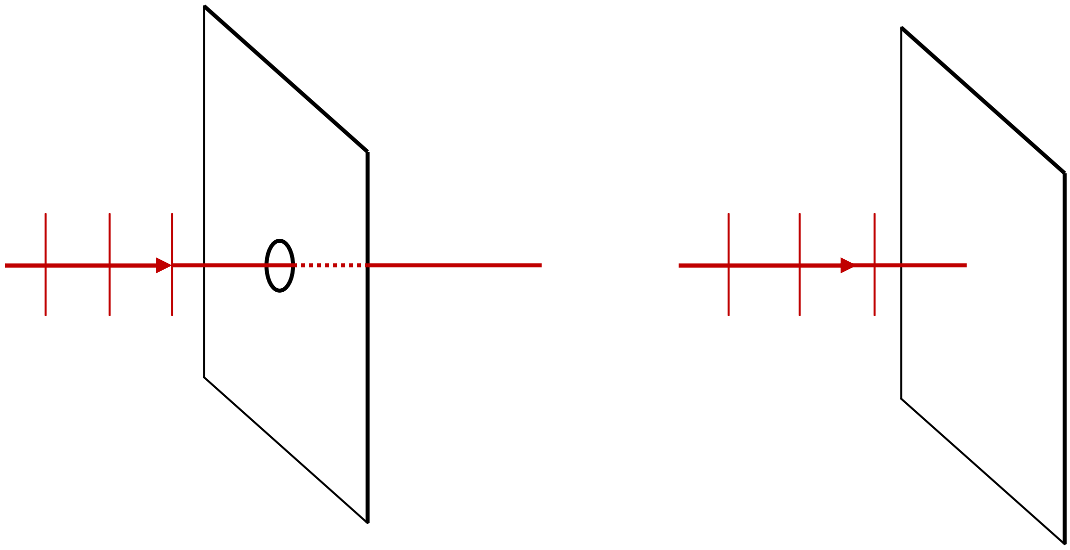
Als wij aannemen dat het aantal geëmitteerde gravitonen van dezelfde grootteorde is als het aantal geëmitteerde fotonen komen wij tot de volgende schatting voor h':

$$\boxed{h' \approx 5{,}40.10^{-70} \, J.s}$$

***** ***** ***** ***** ***** ***** *****

III. ELEKTROMAGNETISCHE GOLVEN EN FOTONEN

1. Het theorema van Babinet



(a) (b)

Fig 4

In fig. 4,a is een volmaakt ondoorzichtige vlakke plaat afgebeeld waarin een opening is aangebracht. Men stuurt een vlakke elektromagnetische golf *G* (bvb. een lichtgolf) met frequentie ν naar de opening. De "golffronten"• zijn evenwijdig aan de plaat. *G* wordt geconstitueerd door een stroom van informatonen die e-informatie transporteren, sommige voeren bovendien een energiepakket mee.

In elk punt, zowel voor als voorbij de opening, waar de golf passeert heerst een tijdsafhankelijk elektromagnetisch veld: de e-spinvectoren van de informatonen manifesteren er zich macroscopisch als de elektrische componente van dat veld. Of deze informatonen ook energiedragers zijn is daarbij niet relevant.

In fig. 4,b is dezelfde plaat afgebeeld maar nu is de opening opgevuld met een volmaakt ondoorzichtige plug.

Voor de uitbreiding van *G* in de ruimte achter de plaat is de grootte of de vorm van de opening, noch de aanwezigheid van de plug van belang. Immers, de plaat zowel als de plug zijn transparant voor de golf aangezien hij geconstitueerd wordt door een stroom van massa- en energieloze entiteiten.

Wel is het zo dat sommige van die entiteiten bovendien een energiepakket transporteren. Wanneer een met energie geladen informaton (een "foton") door de plaat (of door de stub) vliegt, wordt zijn energiepakket geabsorbeerd. Het wordt opgeslorpt door een atoom in de

• Een golffront is een oppervlak waarin de elektrische veldsterkte en het magnetische inductie overal dezelfde waarde hebben.

plaat (of de stub) dat daardoor kan gedwongen worden tot de emissie van een secondaire elektromagnetische golf met dezelfde frequentie als de invallende. Het informaton zelf zet zijn weg ongehinderd verder.

In de situatie van fig. 4,a bestaat het elektrisch veld in een punt achter de plaat dus uit de superpositie van de originele vlakke golf *G* met de secondaire golven die geëmitteerd zijn door atomen in de plaat.

$\vec{E}$, de elektrische veldsterkte in een punt *P* achter de plaat is in dat geval de som van $\vec{E}_0$, de elektrische veldsterkte ingevolge de doorgang in *P* van de vlakke golf *G,* en $\vec{E}_{pl}$, de elektrische veldsterkte in *P* die te wijten is aan de door de plaat gegenereerde secondaire golven:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_{pl}$$

In de situatie van fig. 4,b zijn er drie stralingsbronnen die bijdragen tot de opbouw van het veld achter de plaat:

- de vlakke golf *G*, die met een bedrag $\vec{E}_0$ bijdraagt tot de veldsterkte in het punt *P*,

- het gedeelte van de plaat dat door *G* wordt getroffen; dit draagt bij tot de veldsterkte in *P* met een bedrag $\vec{E}_{pl}$,

- de stub die in deze situatie een bron van straling is. Inderdaad doordat hij de energiepakketten absorbeert die de vlakke golf *G* in zijn richting stuurt gaan een aantal van zijn atomen functioneren als emittor van elektromagnetische straling. Hun bijdrage tot de veldsterkte in het punt *P* achter de plaat stellen wij voor door $\vec{E}_{stub}$.

Het is evident dat in deze situatie achter de plaat geen veld kan bestaan. Dus dat:

$$\vec{E}_0 + \vec{E}_{pl} + \vec{E}_{stub} = \vec{E} + \vec{E}_{stub} = 0$$

Wij besluiten: *in de ruimte achter de plaat is het veld dat de doorboorde plaat samen met de plug (haar "complement") uitstraalt gelijk en tegengesteld aan het veld van de originele golf .*

$$\boxed{\vec{E}_{pl} + \vec{E}_{stub} = -\vec{E}_0}$$

Deze relatie staat bekend als het *theorema van Babinet*.

2. Het principe van Huygens-Fresnel

Uit de betrekkingen die hierboven werden afgeleid, volgt:

$$\vec{E}_{stub} = -\vec{E}_0 - \vec{E}_{pl} = -\vec{E}$$

Men kan het theorema van Babinet dus ook als volgt formuleren:

In een punt achter de plaat wekt de stub een veld op dat precies gelijk en tegengesteld is aan het veld dat daar heerst wanneer de stub verwijderd is.

Dit impliceert dat men het veld $\vec{E}$ achter de bestraalde doorboorde plaat kan bepalen door het oppervlak van de opening te beschouwen als de enige stralingsbron. Dit kan ook als volgt worden uitgedrukt:

Elk punt van een golffront dat een opening in een ondoorschijnende plaat bereikt kan beschouwd worden als een puntbron die een sferische golf emitteert. De golf in het gebied voorbij de plaat is de superpositie van al die golven.

Dit is het *principe van Huygens-Fresnel.*

Het laat toe het diffractiepatroon van licht te begrijpen en te beschrijven.

3. De interpretatie van diffractie van licht door Max Born

Het principe van Huygens-Fresnel laat toe de sterkte te berekenen van het elektrisch veld $\vec{E}$ in een willekeurig punt *P* in de ruimte achter de plaat van fig. 4,a. $\vec{E}$ is een harmonische tijdsfunctie. E^2, het kwadraat van haar effectieve waarde, karakteriseert de intensiteit van het elektromagnetisch veld (de “lichtintensiteit”) in dat punt.
Wij weten dat $\vec{E}$ de dichtheid van de e-informatiestroom in *P* bepaalt. Dus hoe groter de waarde van E^2, hoe meer informatonen er per tijdseenheid in de onmiddellijke omgeving van *P* voorbijsnellen.

Sommige informatonen die door de ruimte achter de plaat vliegen zijn dragers van een energiepakket: het zijn fotonen. Het is evident dat het aantal fotonen in de buurt van *P* des te groter is naarmate het aantal informatonen dat daar voorbijsnelt groter is, dus naarmate E^2 groter is.

Dit verklaart *de interpretatie van Max Born die stelt dat de kans om een foton aan te treffen in een punt evenredig is met het kwadraat van de effectieve waarde van de elektrische veldsterkte in dat punt.*

4. Het onzekerheidsbeginsel van Werner Heisenberg

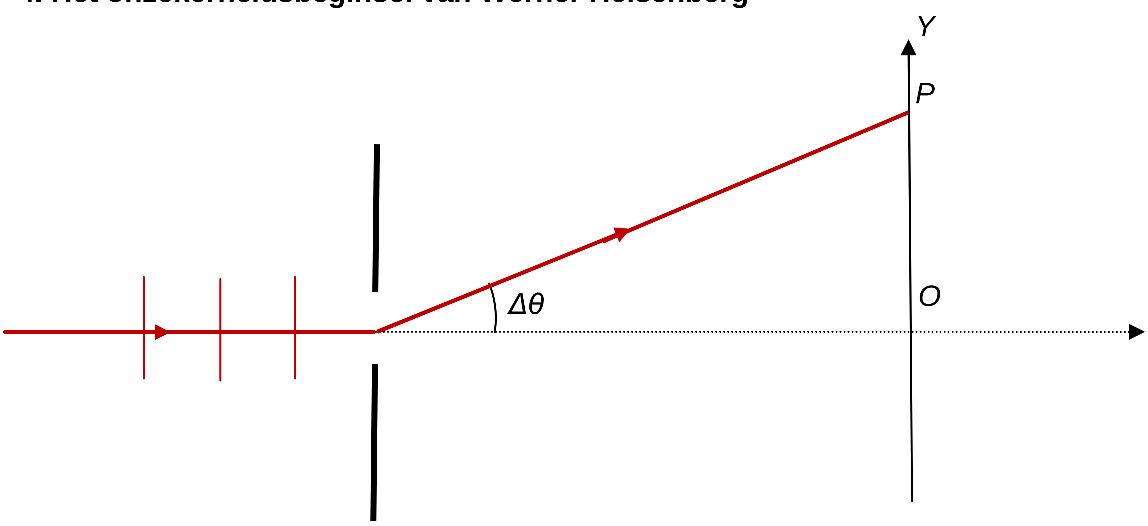


Fig 5

In fig. 5 beschouwen wij een vlakke (licht)golf *G* die naar een spleet in een volmaakt ondoorzichtige plaat wordt gestuurd. *a*, de breedte van de spleet is van dezelfde grootte-orde als *λ,* de golflengte van het gebruikte licht.

Wij bepalen met behulp van het principe van Huyghens-Fresnel het intensiteitpatroon van het licht dat invalt op een scherm achter de spleet. De afstand *L* tussen de plaat en het scherm - dat evenwijdig aan de plaat is opgesteld - is veel groter dan *a.*

De lichtintensiteit in een punt *P* van het scherm is evenredig met de locale waarde van E^2.

De berekening van E^2 in functie van $\sin(\Delta\theta)$ leidt tot de conclusie dat E^2 maximaal is in de strook waarvoor $\sin(\Delta\theta) \approx 0$ (wat overeenkomt met $y \approx 0$) en geleidelijk afneemt om *0* te worden als $\sin(\Delta\theta) = \frac{\lambda}{a}$. Neemt $\Delta\theta$ nog verder toe, dan groeit E^2 weer aan tot een maximale waarde die kleiner is dan de eerste om bij nog grotere waarden van $\Delta\theta$ opnieuw af te nemen tot *0*, enz.

Dit betekent dat in het centrum van het scherm (rond *y = 0*) een heldere strook verschijnt waarvan de randen bepaald worden door $\sin(\Delta\theta) = \pm\frac{\lambda}{a}$. Deze heldere strook is gevat tussen donkere stroken die op hun beurt gevolgd worden door heldere stroken die echter minder helder zijn dan de centrale, enz.

Aangezien de waarde van E^2 in een punt *P* evenredig is met het aantal fotonen dat er per tijdseenheid passeert, karakteriseert de intensiteit van de lichtinval in een punt van het scherm het tempo waaraan het scherm op die plek door fotonen wordt getroffen. Het scherm wordt dus vooral getroffen in de strook afgebakend door de voorwaarde

$$-\frac{\lambda}{a} < \sin(\Delta\theta) < +\frac{\lambda}{a}$$

en in mindere mate in de verder verwijderde heldere stroken.

Het gevonden intensiteitpatroon is maar mogelijk als de bewegingsrichting van de fotonen die door de spleet snellen kan veranderen, met andere woorden als ze kunnen “afbuigen” wanneer ze de spleet passeren.

Om dit fenomeen in overeenstemming te brengen met het idee dat een foton niets anders is dan een informaton dat een energiepakket transporteert•, moeten wij aannemen dat de afgebogen energiepakketten na hun doorgang door de spleet door een andere drager worden getransporteerd: ze zijn als het ware “overgestapt” op een ander informaton.

Zoals aangetoond onder III.1 sturen twee verschillende informatonenbronnen e-informatie door de ruimte tussen de plaat en het scherm.

1. informatonen die de invallende golf *G* constitueren en die evenwijdig aan de x-as bewegen.

2. informatonen die geëmitteerd zijn in het gedeelte van de plaat dat door *G* getroffen wordt. Ze doorklieven de vermelde ruimte in alle mogelijke richtingen.

• Informatonen gaan altijd rechtdoor

Als informatonen van groep 1 die een energiepakket dragen het pad kruisen van informatonen van groep 2 bestaat de kans dat ze hun energiepakket doorgeven, wat leidt tot de vervanging van het origineel foton door een nieuw. Men kan deze transfer, die gepaard gaat met de richtingsverandering van het energiepakket, interpreteren als een afbuiging van het foton.

Het afgebogen foton zal het scherm ergens treffen in een strook waar $E^2 \neq 0$, dus in een punt van de centrale heldere zone waarvoor geldt:

$$-\frac{\lambda}{a} < \sin(\Delta\theta) < +\frac{\lambda}{a}$$

of dat in een andere - verder verwijderde - heldere zone ligt.

Men kan dus stellen dat $\Delta[\sin(\Delta\theta)]$ - de onzekerheid op de grootte van de sinus van de afbuigingshoek - ten minste $\frac{\lambda}{a}$ is:

$$\Delta[\sin(\Delta\theta)] \geq \frac{\lambda}{a}$$

Een foton dat naar de plaat snelt heeft een lineair momentum

$$\vec{p} = \frac{h.\nu}{c}.\vec{e}_x = \frac{h}{\lambda}.\vec{e}_x$$

Als het na doorgang door de spleet “afgebogen” is over de hoek $\Delta\theta$, dan heeft zijn lineair momentum in de ruimte achter de spleet een component volgens de y-as:

$$p_y = p.\sin(\Delta\theta) = \frac{h}{\lambda}.\sin(\Delta\theta)$$

De onzekerheid op de grootte van $\sin(\Delta\theta)$ leidt dus tot een onzekerheid Δp_y op de grootte van p_y:

$$\Delta p_y \geq \frac{h}{a}$$

Het foton kan in elk punt van de spleet gepasseerd zijn: $a = \Delta y$ is dus de onzekerheid op zijn plaats. Dus:

$$\Delta y.\Delta p_y \geq h$$

Wij besluiten: *hoe beter wij de plaats kennen van het foton op het ogenblik dat het door de spleet passeert, hoe minder wij weten over de y-component van zijn lineair momentum.*

5. De beweging van fotonen in een gravitationeel veld

Wij betrekken de ruimte op een inertiaalstelsel en wij beschouwen een foton dat door een gebied snelt waar een gravitationeel veld $(\vec{E}_g, \vec{B}_g)$ heerst. Eén van de attributen van een foton is zijn lineair momentum.

Wij weten dat het lineair momentum van een puntmassa die met snelheid $\vec{v}$ door een punt van dat veld beweegt er verandert aan een tempo dat bepaald wordt door[•]:

$$\vec{E}_g + (\vec{v} \times \vec{B}_g)$$

Als wij het foton behandelen als een puntmassa met (relativistische) massa *m* die met vectoriële snelheid $\vec{c}$ door het veld vliegt, dan ondervindt het een versnelling $\vec{a}$:

$$\vec{a} = \vec{E}_g + (\vec{c} \times \vec{B}_g)$$

Alleen $\vec{a}_N$, de component van deze versnelling die loodrecht op de baan van het foton staat, is relevant: de grootte van de lichtsnelheid kan niet veranderen, alleen haar oriëntatie kan wijzigen.

Tussen a_N en *R,*de kromtestraal van de baan, bestaat de relatie:

$$a_N = \frac{c^2}{R}$$

In een punt *P* van het inertiaalstelsel is de kromtestraal dus bepaald door:

$$R = \frac{c^2}{a_N}$$

Omdat het foton geen rustmassa heeft kunnen wij niet zeggen dat de kromming van zijn baan te wijten is aan de werking van een kracht. Wij moeten aannemen dat de ruimte zelf gekromd is door het gravitioneel veld en dat het foton gewoon rechtdoor beweegt in deze gekromde ruimte.

***** ***** ***** ***** ***** ***** *****

[•] Monografie: DE INFORMATONENTHEORIE §IV