

Cerenkov-lys med anvendelser

- eller hvordan elektrisk ladede partikler med overlysfart laver overlys-stråling i stil med overlydsbrag fra fx hurtige flyvemaskiner
- udtales 'tjerenkof'-lys

fra www.borgeleo.dk

Artiklen omhandler det lysfænomen, der går under navnet Cerenkov-lys, opdaget i 1934 af den sovjetiske fysiker Pavel A. Cerenkov. Lyset bruges i dag i adskillige detektorer og teleskoper, også med relevans for forskningen i fx neutrinoer fra rummet.

Men har vi ikke lært, at partikler ikke kan bevæge sig hurtigere end lyset? Det er korrekt, når vi taler om det tomme rum. Men hvis vi taler om gennemsigtige stoffer som fx vand, er lysets (fase-)hastighed givet ved

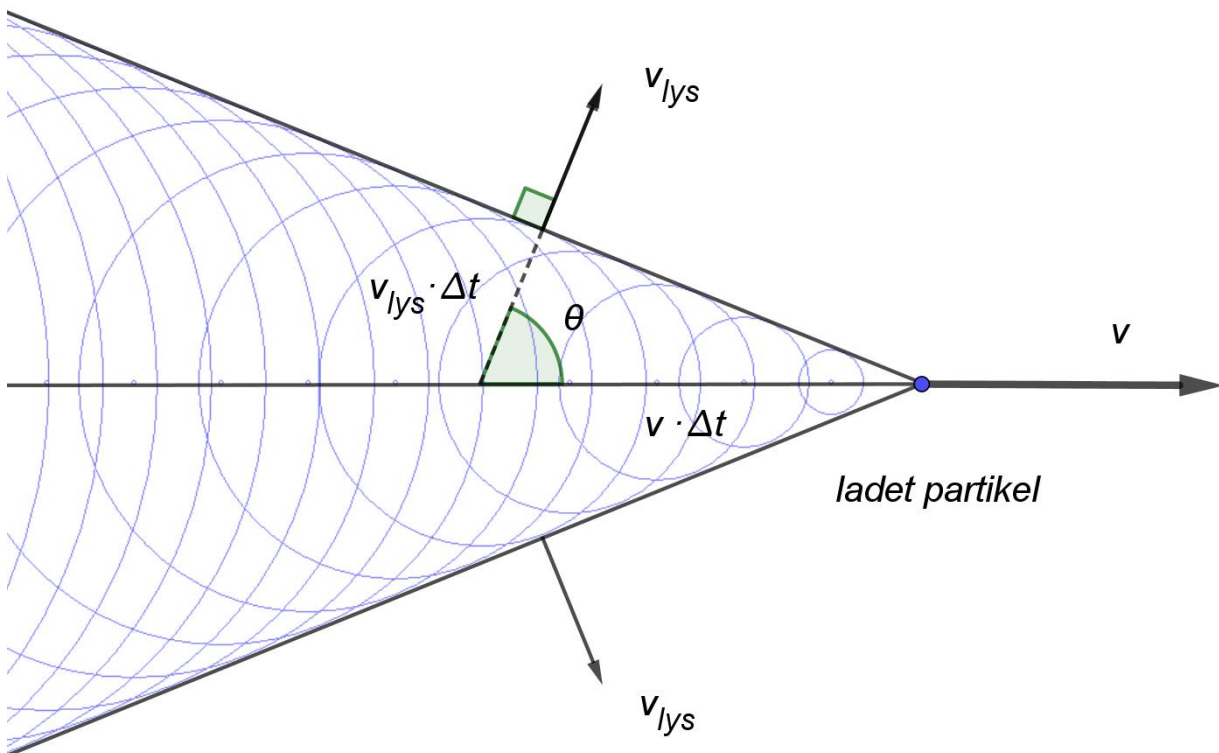
$$(1) \quad v_{\text{lys}} = \frac{c}{n} \quad \text{lysets fasehastighed i stof med brydningsindeks } n$$

Her er c lysets fart i det tomme rum, og n er brydningsindekset for det gennemsigtige stof. Og v_{lys} er lysets fasehastighed i stoffet. Gennemsigtige stoffer opfylder normalt uligheden $n > 1$, derfor er $v_{\text{lys}} < c$.

Elektrisk ladede partikler med hastighed v , der opfylder

$$(2) \quad v > v_{\text{lys}} \quad \text{overlys-hastighed for partikel}$$

bevæger sig hurtigere end lyset, og vil trække en 'overlyskegle' efter sig, som vist på figur 1.



Figur 1: Cerenkov-lys skabt af ladet partikel i bevægelse i gennemsigtigt stof

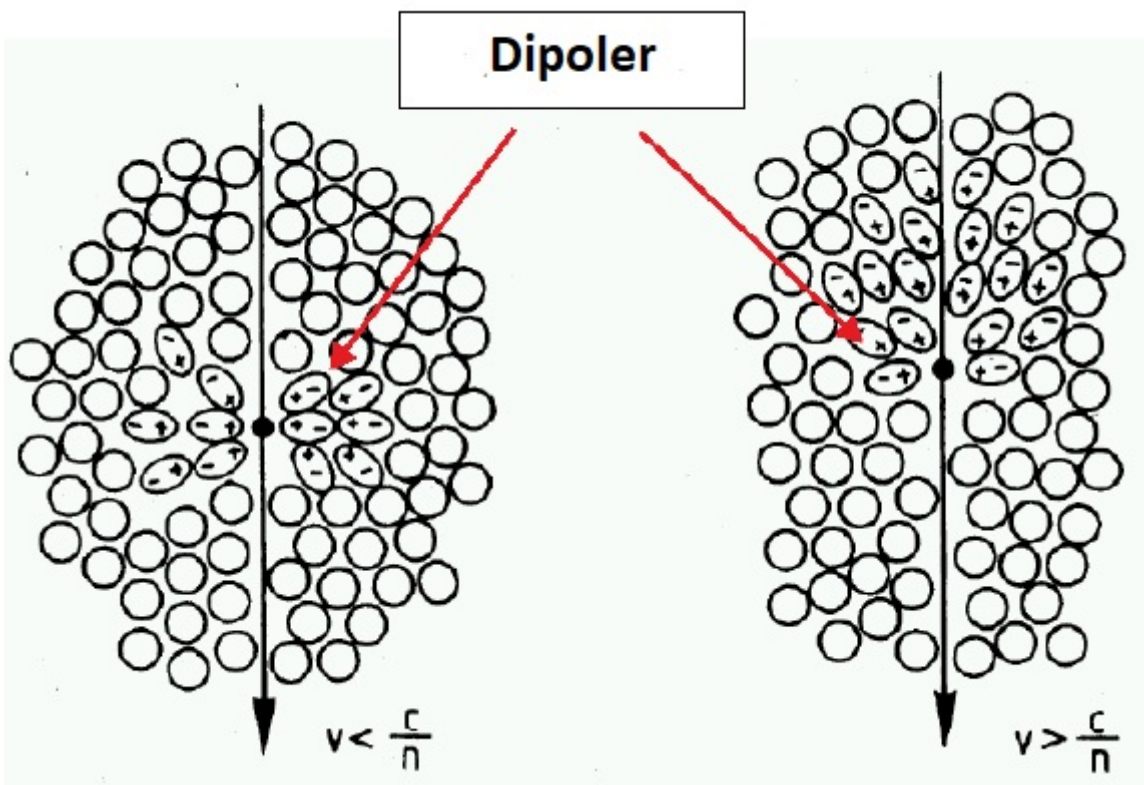
Den elektrisk ladede partikels bevægelse skaber en elektromagnetisk chokbølge med en vinkel θ mellem bølgefrontens (fotonernes!) bevægelsesretning og partiklens bevægelsesretning, og denne vinkel er bestemt af ligningen

$$(3) \quad \cos(\theta) = \frac{v_{\text{lys}} \cdot \Delta t}{v \cdot \Delta t} = \frac{c}{n \cdot v}$$

Her er $v \cdot \Delta t$ det stykke, partiklen har bevæget sig i tiden Δt , og $v_{\text{lys}} \cdot \Delta t$ er det stykke, bølgefronten har bevæget sig i samme tidsrum, se igen fig. 1.

Denne sammenhæng kan – ved eksperimentelt at bestemme vinklen θ og brydningsindekset n – bruges til at bestemme partiklens fart v .

At partiklen er elektrisk ladet betyder, at stoffet omkring den bliver polariseret, se figur 2 nedenfor. Når partiklen bevæger sig hurtigere end lyset i stoffet (fasehastigheden for lyset), vil der ikke optræde polarisation af stoffet foran partiklen, men kun bagved. Partiklen 'trækker' altså en hale af polariseret stof bag sig, og herved frembringes den 'bov-bølge', der betegnes Cerenkov-stråling. De enkelte dipoler udsender deres dipolenergi som elektromagnetiske bølger, der interfererer og danner bølgefronterne som vist på figur 1.



Figur 2: den ladede partikel polariserer det stof den bevæger sig igennem. Figuren er fra https://www.physik.uzh.ch/dam/jcr:27bd8045-9e3d-42b4-a7e6-3ebd4960390/empp16_KM_cerenkov.pdf

Cerenkov-stråling er altså ikke bremsestråling, men polarisationsstråling! Ikke desto mindre vil 'bov-bølgen' tappe partiklens bevægelsesenergi, dog kun 1% – 5% af det samlede energi, partiklen mister ved at passere gennem stoffet.

Cerenkov-lys ses når brændselselementer fra kernereaktorer placeres i et vandbassin under fx 10 m vand, se figur 3 nedenfor. Her ses et blåligt skær omkring brændsels-elementerne, nemlig Cerenkovstråling fra de hurtige elektroner i betaminus-henfald af fissionsprodukter. Når de bevæger sig i vandet med brydningsindeks ca. 1,33, skal elektronerne blot bevæge sig hurtigere end (se formel (2) ovenfor):

$$v > v_{\text{lys}} = \frac{c}{1,33} = 0,75 \cdot c$$

altså 'blot' hurtigere end 75% af lysets fart. Og mange af disse elektroner er relativistiske, med hastigheder over 90% af lysets.

For de hurtigste elektroner kan vi sætte $v = c$, og formel (3) giver

$$\cos(\theta) = \frac{c}{n \cdot v} = \frac{c}{n \cdot c} = \frac{1}{n} = \frac{1}{1,33}, \quad \text{hvoraf } \theta = 41^\circ$$

Dette er den maksimale vinkel mellem Cerenkov-fotonerne og elektronens bevægelsesretning.

Den mindste vinkel får vi, når $n \cdot v = c$ eller $v = \frac{c}{n}$. Herved bliver

$$\cos(\theta) = \frac{c}{n \cdot v} = \frac{1}{1} = 1, \quad \text{hvoraf } \theta = 0^\circ$$

Her er retningen af fotonerne den samme som elektronens.

De hurtigste elektroner giver altså den største vinkel. Svarende til den mindste åbningsvinkel på keglen på fig. 1.

På figur 3 ses Cerenkovlyset fra disse relativistiske elektroner.



Figur 3: relativistiske elektroner fra beta-minus henfald skaber Cerenkovlys i vandet der omgiver brændselselementerne. Fra siden <https://snl.no/tsjerenkovstr%C3%A5ling>.

Cerenkov-lyset blev opdaget af den sovjetiske fysiker Pavel A. Cerenkov (1904 – 1990) i 1934 og blev forklaret af de to ligeledes sovjetiske fysikere Ilya M. Frank (1908 – 1990) og Igor Y. Tamm (1895 – 1971) i 1937.

De tre fysikere Tamm, Frank, og Cerenkov modtog i 1958 nobelprisen i fysik for opdagelsen af Cerenkovstrålingen.

Tamm var en blandt flere teoretiske fysikere som bidrog til konstruktionen af den første sovjetiske termonukleare bombe (H-bombe).

Tamm arbejdede senere i sin karriere med at bygge en fusionsreaktor efter Tokamak princippet.

Spektralfordeling

Det fremgår af figur 2, at Cerenkov-lyset har et blåligt skær. Så hvordan er spektralfordelingen egentlig af dette lys?

Det vil føre for vidt at løse Maxwell-ligningerne for dette fænomen her, men resultatet er, at den energi d^2E , der afsættes til Cerenkov-strålingen i bølgelængdeintervallet $[\lambda; \lambda + d\lambda]$ og tykkelsesintervallet $[x; x + dx]$ kan udtrykkes ved følgende formel:

$$(4) \quad d^2E = 4\pi^2 k_C (Z \cdot e)^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{n^2 \cdot \beta^2}\right) \cdot \frac{1}{\lambda^3} \cdot d\lambda \cdot dx \quad \text{hvor } n \cdot \beta > 1$$

energi-spektralfordeling, Frank og Tamm formel

hvor $\beta = v/c$ er partiklens fart relativt til lysets fart, k_C er Coulombkonstanten, $Z \cdot e$ er partiklens elektriske ladning, hvor Z er antal elementarladninger, partiklen besidder. Se ref. 1.

En partikel med 10 elementarladninger vil derfor frembringe 100 gange så meget Cerenkov-strålingsenergi og fotoner som en partikel med en elementarladning med samme fart.

Betingelsen for at frembringe Cerenkovstråling er $n \cdot \beta > 1$, se formel (1) og (2).

I formel (4) har vi set bort fra at materialets permeabilitet kunne være frekvensafhængig.

Bølgelængderne i den blå (violette og UV) ende af spektret er mindre end i den røde ende, derfor er faktoren $1/\lambda^3$ større i den blå (violette og UV) ende. Desuden er brydningsindekset n ofte større i den blå (violette, UV) ende af spektret, hvorfor faktoren $(1 - \frac{1}{n^2 \cdot \beta^2})$ også er større i den kortbølgede ende af spektret. Alt i alt får vi mest Cerenkovlys i den kortbølgede del af bølgelængde-skalaen.

Derimod er der ikke mulighed for Cerenkov-stråling i Røntgenområdet, fordi $n < 1$ i det meste af dette område, og betingelsen $n \cdot \beta > 1$ derfor ikke kan opfyldes i den største del af Røntgenområdet.

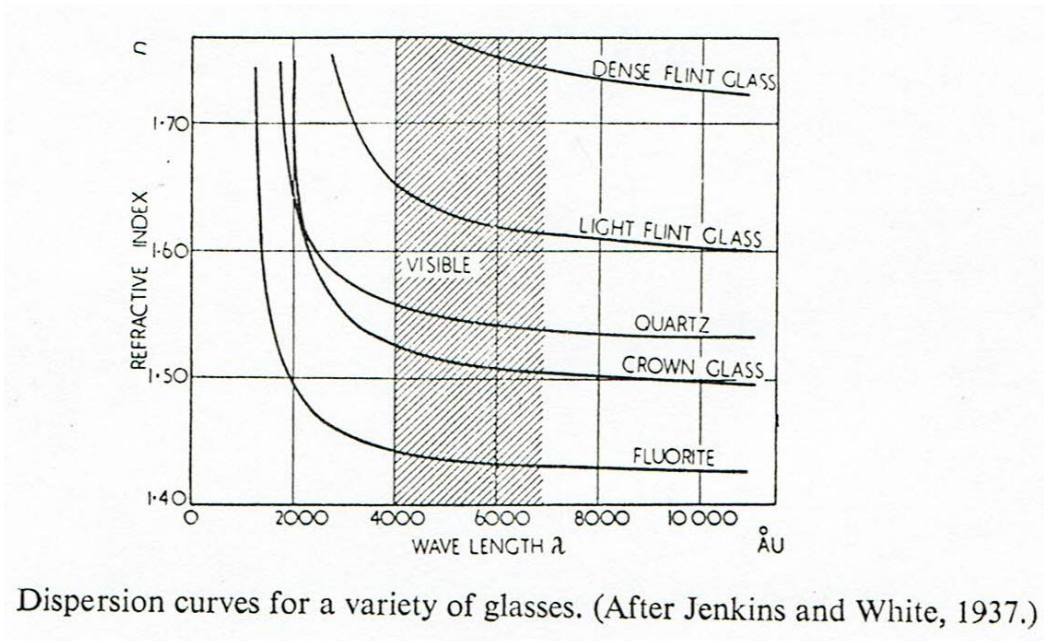
Vi kan også udtrykke spektralfordelingen ved antallet af fotoner N i forskellige bølgelængdeområder, idet vi benytter formlen for fotonens energi $E_{foton} = \frac{h \cdot c}{\lambda}$:

$$(5) \quad d^2N = 2\pi\alpha Z^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{n^2 \cdot \beta^2}\right) \cdot \frac{1}{\lambda^2} \cdot d\lambda \cdot dx \quad \text{hvor } n \cdot \beta > 1$$

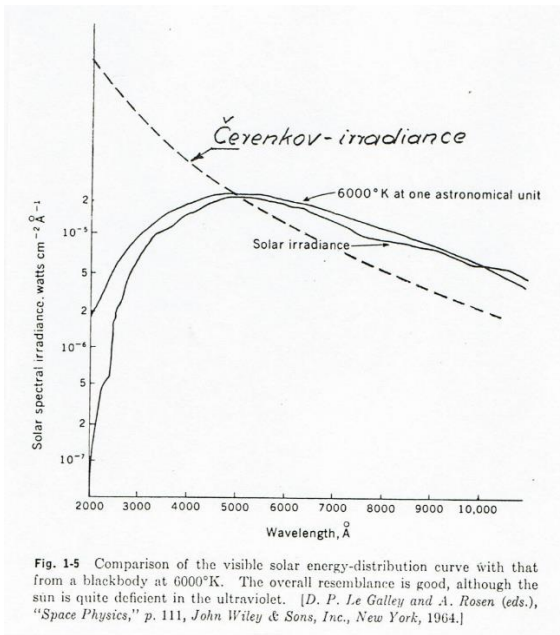
spektralfordeling for fotonantal, Frank og Tamm formel

fordi konstanten $4\pi^2 \frac{k_C(Z \cdot e)^2}{hc}$ kan udtrykkes ved finstrukturkonstanten $\alpha = 2\pi \frac{k_C \cdot e^2}{h \cdot c} \approx \frac{1}{137}$.

Kvalitativt er det næppe overraskende, at et større brydningsindeks i UV-området giver mere Cerenkovstråling, da størrelsen af brydningsindekset er et udtryk for hvor let stoffet polariseres af lys, eller her: af det varierende elektriske felt fra den ladede partikel, der passerer hurtigt gennem stoffet. På figur 4 nedenfor ses brydningsindekset for forskellige bølgelængder og forskellige glassorter. Påstanden ovenfor, at brydningsindekset er størst for lave bølgelængder, fremgår tydeligt.

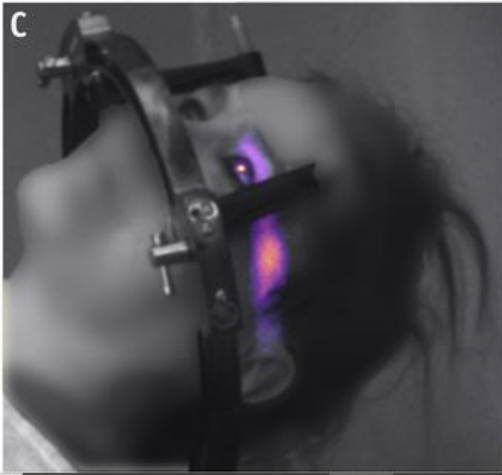


Figur 4: brydningsindeks for forskellige glassorter. Bølgelængden er målt i enheden Ångstrøm (Å)



Figur 5: spektret for Cerenkovstråling sammenlignet med Solspektret og spektret fra et sort legeme med temperaturen 6000 K. De blå/violette farver og i høj grad uv-stråling dominerer i Cerenkov-strålingen.

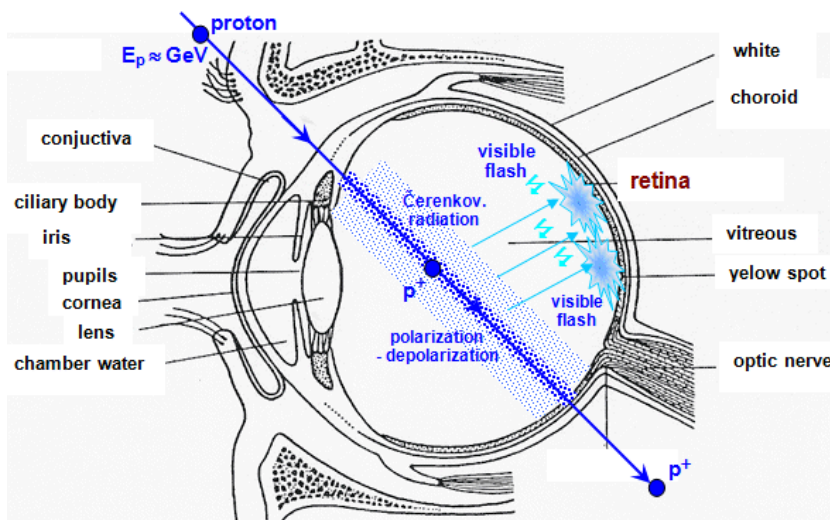
Cerenkovlyset – hvor kan det ses og hvordan bruges det?



Figur 6: det blå-violette Cerenkovlys ses komme ud af øjet og siden af hovedet

Stråleterapi – hurtige partikler i væv og øjenvæske

Når patienter modtager strålebehandling med partikelstråler, vil disse hurtige partikler frembringe Cerenkovstråling når de bevæger sig gennem væv og fx øjenvæske. Dette lys kan måles direkte, se figur 6, hvor det blå/violette Cerenkov-lys tydeligt ses. Se ref. 2.



Figur 7: Sådan kunne de lysglimt, astronauter oplever, opstå. Se evt. <https://astronuclphysics.info/JadRadFyzika6.htm>

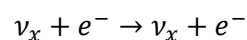
Cerenkov-stråling kan også være en del af forklaringen på de lysglimt, astronauter undertiden oplever under en rumfærd. Fænomenet opstår, når de kosmiske strålepartikler passerer gennem den glasagtige humor i astronauternes øjne, direkte interaktion med optisk nerve, direkte interaktion med visuelle centre i hjernen mv. Se ref. 3.

Neutrinodetektorer

Super-K detektoren

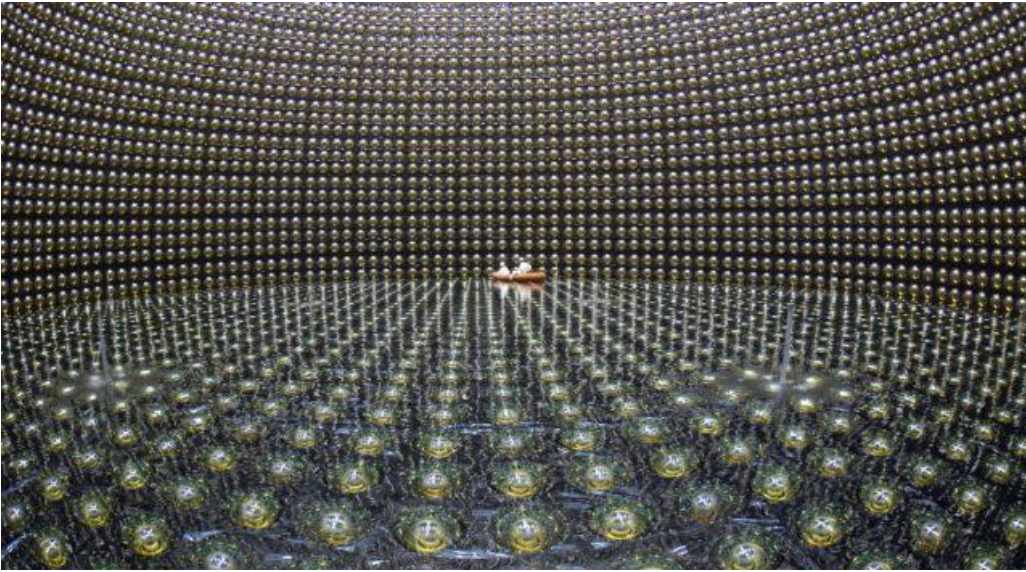
Et sted, hvor Cerenkov-stråling bruges til at registrere neutrinoers sammenstød med et vandmolekyle – hvis der skabes en ladet partikel med tilstrækkelig fart til at generere Cerenkov-stråling.

Det kunne fx være den elastiske spredning

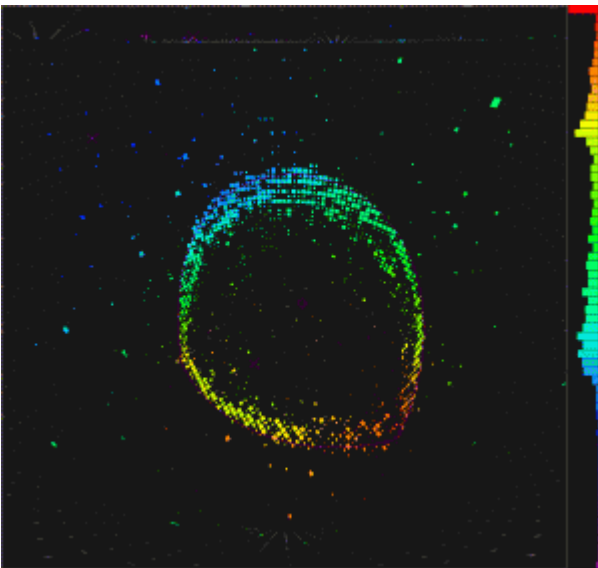


hvor en elektron i et vandmolekyle 'skydes' ud vandet i neutrino-detektoren, se billedet nedenfor.

Neutrino ν_x betegnelsen står for en af de tre kendte neutrinoarter elektron-, muon- eller tau-neutrino.



Figur 8: Kamioka Observatoriet ICRR (Institute for Cosmic Ray Research), Universitetet i Tokyo. En cylinder med ultrarent vand med højde 41 m og diameter 39 m er forsynet med 11200 fotomultiplikatorer, der kan registrere Cerenkovlys skabt af elektrisk ladede partikler, der bevæger sig hurtigere end lyset i vandet. Detektoren er placeret ca. 1000 m under jordoverfladen for at filtrere flest mulig 'baggrundsstøj' fra.



Figur 9: Cerenkov-lys registreret af ICRR. Den ret skarpe Cerenkov-ring af fotoner er karakteristisk for en muon.

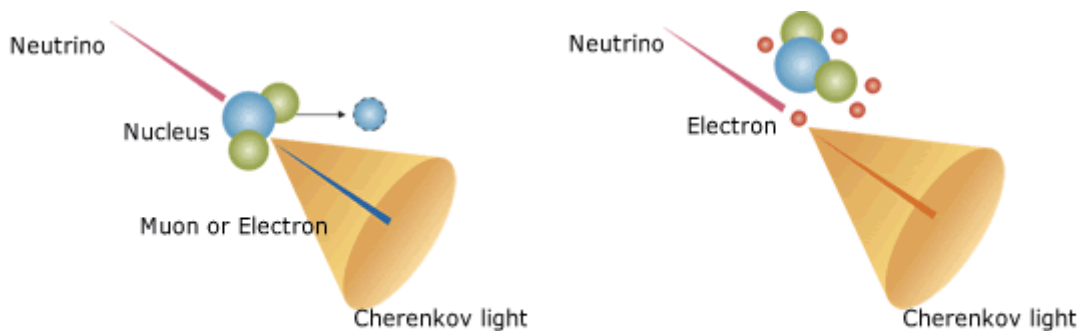
Et eksempel på registrering af Cerenkovlys fra en elektrisk ladet partikel, der passerer gennem neutrino-detektoren ovenfor ser vi på figur 9. Partiklen har kun bevæget sig et kort stykke i tanken inden den ikke længere kan udsende Cerenkov-lys, da betingelsen (2) ikke længere kan opfyldes, idet partiklen mister fart. Derfor ses Cerenkov-fotonerne danne en nogenlunde veldefineret 'ring'. De røde farver viser de tidligst registrerede Cerenkov fotoner, mens de blå viser de senest registrerede fotoner. Farverne er altså udelukkende en tidsidentifikation – ikke 'rigtige' spektralfarver.

Sammen med tidsinformationen nævnt ovenfor og ladningsinformationen fra fotocellerne vil ringens størrelse og form kunne fortælle om hvor i tanken reaktionen mellem neutrino og vandmolekyle fandt sted og også tillade en identifikation af neutrino-arten,

samt energien og bevægelsesretningen af neutrinoen.

I 1999 kunne Super-Kamiokande detektoren ovenfor vise stærk evidens for såkaldte neutrino oscillationer som med succes kunne forklare det såkaldte sol-neutrino problem.

Super-Kamiokande detektoren har også sat en nedre grænse for protonens levetid på $5,9 \cdot 10^{33}$ år. Der er nemlig ikke observeret et eneste protonhenfald i Super-Kamiokande detektorens levetid.

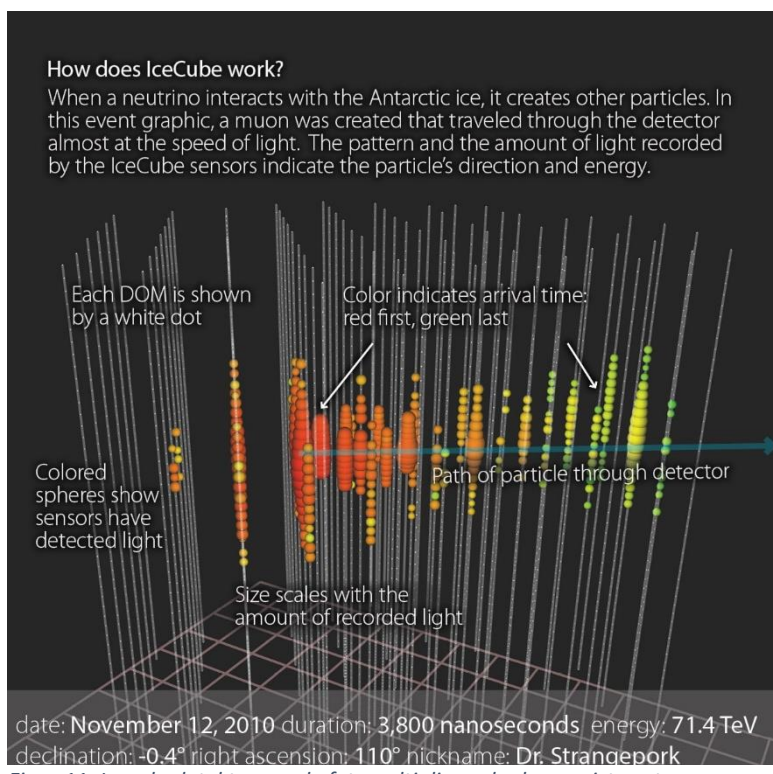


The generated charged particle emits the Cherenkov light.

Figur 10: mulige reaktioner med den indkommende neutrino. Fra <https://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/sk/detector/howtodetect-e.html>

Icecube-observatoriet

Denne detektor er placeret tæt på Sydpolen og under iskappen på Antarktika. Den fungerer lidt på samme måde som Super-K. Men her er det Cerenkov-lyset, der frembringes i ca. 1 kubikkilometer is, der måles med et stort antal fotomultiplikatorer placeret i dybder mellem 1450 m og 2450 m under isens overflade på Sydpolen.



Figur 11: Icecubedetektoren - de fotomultipliere, der har registreret Cerenkovlys skabt af en hurtig ladet partikel, er markeret med farvede kugler

Icecube-detektoren består af 86 kabler, og hvert kabel har 60 fotomultiplikatorer (DOMs = digital optical modules) påsat, med en indbyrdes vertikal afstand af 17 m. Der er 125 m mellem kablerne, der er placeret i et hexagonalt gitter. Icecube blev taget i brug 2011.

På figur 11 er en højenergi neutrino begivenhed registreret. Neutrinoen er kommet ind fra venstre (de røde kugler) og er passeret ud til højre (de grønne kugler). Kuglernes størrelse viser, hvor meget lys fotomultiplikatoren har modtaget. Tidsinformationen (antydnet med de forskellige farver) sammenholdt med retningsinformationen som fremgår af figuren tillader bestemmelsen af retninger og energier af både den ladede partikel (muon) og den oprindelige neutrino, her

neutrinoenergien på hele 71,4 TeV.

IceCube er designet til at finde punktkilder til neutrinoer med energier i TeV-området med det formål at udforske astrofysiske processer med de højeste energier. Det er i 2018 lykkedes at vise, at blazaren (en kvasar med en relativistic jet pegende direkte mod Jorden) TXS 0506+056 er kilde til højenergi neutrinoer. Denne kilde har en rødforskydning på 0.3365 og dermed en afstand på 5,7 Glysår fra Jorden.

Desuden er IceCube detektoren blevet brugt til søgning efter mørkt stof, idet tanken har været, at mørkt-stof partikler, der annihilere, kan frembringe neutrinoer, der kan påvises af IceCube-detektoren. Det kunne det tænkes, at Mælkevejens centrum som et af centrene for højere koncentrationer af mørkt stof ville vise en overskudsproduktion af neutrinoer. IceCube og andre neutrinodetektorer har dog vist, at der ikke er nogen ekstra produktion af neutrinoer fra Mælkevejens centrum.

Se fx også artiklen om resultater fra ANTARES neutrino teleskopet i ref. 6.

Se mere i Ref. 4 og Ref. 5.

Hastighedsmåling af relativistiske partikler

En anden anvendelse af Cerenkov-strålingen er hastighedsbestemmelse af partikler med høj energi – og dermed høj fart, typisk nær lysets fart. Princippet er omtalt i starten af denne artikel. Denne metode anvendes bl.a. inden for højenergifysik. Ved at anvende gasser ved lavt tryk, opnås et brydningsindeks tæt på 1, og herved kommer tærskelværdien af partiklens hastighed c/n tæt på lysets fart i det tomme rum. Har partiklen en lavere fart end denne værdi, genereres ikke Cerenkovstråling. Og da gstrykket kan bruges til at variere brydningsindekset, kan man opnå de tærskelværdier for hastigheden, man ønsker. Vi vil ikke her gå i detaljer, men blot henvise til internettet, med fx linket

https://www.physik.uzh.ch/lectures/empp/14/lectures/empp14_KM_cherenkov.pdf

Ref. 1 <https://ejmmphys.springeropen.com/articles/10.1186/s40658-017-0181-8>

Ref. 2 <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0360301619339471>

Ref. 3 <https://da.wikitechguide.com/807247-cosmic-ray-visual-phenomena-GELLMF>

Ref. 4: <https://icecube.wisc.edu/about-us/overview/>

Ref. 5: <https://icecube.wisc.edu/news/research/2020/03/looking-for-dark-matter-in-center-of-milky-way/>

Ref. 6: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2405601415005507> nyere resultater fra Antares neutrino teleskopet.

<https://thespectrumofriemannium.wordpress.com/tag/tamm-frank-formula/>

<https://www.youtube.com/watch?v=Yjx0BSXaOKs> Dr. Don, Fermilab om Cerenkovlys

20-03-2022 Børge L. Nielsen