



Det här verket har digitaliserats vid Göteborgs universitetsbibliotek och är fritt att använda. Alla tryckta texter är OCR-tolkade till maskinläsbar text. Det betyder att du kan söka och kopiera texten från dokumentet. Vissa äldre dokument med dåligt tryck kan vara svåra att OCR-tolka korrekt vilket medför att den OCR-tolkade texten kan innehålla fel och därför bör man visuellt jämföra med verkets bilder för att avgöra vad som är riktigt.

This work has been digitized at Gothenburg University Library and is free to use. All printed texts have been OCR-processed and converted to machine readable text. This means that you can search and copy text from the document. Some early printed books are hard to OCR-process correctly and the text may contain errors, so one should always visually compare it with the images to determine what is correct.



Rapport

R35:1978

Plana termiska solfångare

En fysikalisk bakgrund

Per Isakson

Byggforskningen

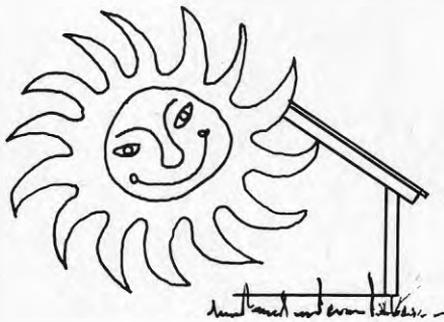
TEKNISKA HOGSKOLAN I LUND
SEKTIONEN FOR BYG- OCH VATTEN
BIBLIOTEKET

R35:1978

PLANA TERMISKA SOLFÅNGARE

En fysikalisk bakgrund

Per Isakson



Denna rapport hänför sig till forskningsanslag 740374-4
från Statens råd för byggnadsforskning till Inst. för
byggnadsteknik, KTH, Stockholm

I Byggforskningsrådets rapportserie redovisar forskaren sitt anslagsprojekt. Publiceringen innebär inte att rådet tagit ställning till åsikter, slutsatser och resultat.

Nyckelord:

solfångare
energibalans
strålningsfysik
värmeförluster

UDK 620.93
697.7
536

R35:1978

ISBN 91-540-2840-X
Statens råd för byggnadsforskning, Stockholm

FÖRORD

Denna rapport är främst ett resultat av den inledande litteraturstudie som genomfördes inom projektet Solenergi och Byggnader. Detta projekt, som bedrivs i samarbete mellan institutionerna för fysikalisk kemi och byggnadsteknik vid Kungl. tekniska högskolan, finansieras till stor del genom anslag från Statens råd för byggnadsforskning.

Syftet med rapporten är att ge dels en fysikalisk bakgrund till plana solfångares energibalans dels en överblick över den rikhaltiga litteraturen på området. Det är min förhoppning att rapporten skall stimulera till försök att utveckla effektivare plana solfångare.

Till samtliga medarbetare i projektet vill jag framföra ett stort tack för värdefulla synpunkter och stimulerande diskussioner.

Stockholm i november 1977


Per Isakson

Redigering och layout:
Birgitta Andersson, institutionen för byggnadsteknik, KTH

INNEHÅLL

BETECKNINGAR	6
1 SOLVÄRME	9
Plana termiska solfångare	12
2 SOLFÅNGARENS ENERGIBALANS	15
Energibalans vid stationära förhållanden	18
Varaktighetsdiagram över irradiansen E	21
Uppskattning av den insamlade energin Q_n	27
3 NÅGRA OLIKA FAKTORERS BETYDELSE FÖR SOLFÅNGARENS EFFEKTIVITET	31
Irradiansen	31
Absorbatorn	35
Glasningens transmissionsfaktor	38
Glas	39
Plaster	40
4 VÄRMEFÖRLUSTER GENOM SOLFÅNGARENS GLASNING	43
VÄRMEFÖRLUSTER GENOM STRÅLNING	44
Strålningsselektivitet hos absorбатыtan	49
Rikttningsberoende selektivitet	51
Våglängdsberoende selektivitet	55
Några typer av selektivt svarta ytor	59
Skikt av halvledande material på en reflekterande metallyta	60
Något om halvledare	62
Tunnfilmsteknik	64
Selektivitet p.g.a. spridning	65
Några praktiskt utnyttjade selektivt svarta ytor	67
Black nickel	68
Kopparoxid på koppar	70
Svartkromat	71
Selektivt svarta färger	72
Vacuummetoder	73
Selektiva ytor på glas	74
VÄRMEFÖRLUSTER GENOM KONVEKTION OCH LEDNING	77
Cellstrukturer	81
Evakuerade solfångare	85
Gaser med låg värmeledningsförmåga	87

5	SLUTORD	89
Appendix I:		
	STRÅLNINGSFYSIKALISKA STORHETER	93
	Några kommentarer	93
	Spektrala storheter	95
	Strålningsflödestäthet, exitans och irradians	95
	Radians	95
	Varning	100
	Temperaturstrålning	100
	Absorptions- och emissionsfaktor	104
	Reflexion vid en yta	109
	Samband mellan α , ϵ och ρ	113
	LITTERATUR	117
	LITTERATUR I ANSLUTNING TILL PROJEKTET	123

BETECKNINGAR

c_p	specifik värmekapacitet	$J/(kg \cdot K)$
E	irradians	W/m^2
E_g	bandgap	eV
F'	absorbatorns effektivitetsfaktor	
g	jordaccelerationen	m/s^2
k	värmegenomgångstal	$W/(m^2 \cdot K)$
L	radians	$W/(m^2 \cdot sr)$
L	tjocklek, cellstruktur	m
\dot{m}	massflöde	kg/s
P	effekt	W
Q	energi	J
q	effekt per ytenhet	W/m^2
q_s	sekundärtransmission	W/m^2
T	absolut temperatur	K
T	tid (i samband med varaktighetskurva)	s
t	tid	s
W	strålningsflödestäthet	W/m^2
α	absorptionsfaktor	
α_c, α_k	värmeövergångstal p.g.a. konvektion	$W/(m^2 \cdot K)$
ϵ	emissionsfaktor	
η	verkningsgrad	
θ	temperatur	$^{\circ}C$
θ	vinkel	rad
λ	våglängd	m
λ_c	gränsvåglängd	m
λ	värmeledningsförmåga	$W/(m \cdot K)$
λ_λ	värmeledningsförmåga för gaser	$W/(m \cdot K)$
ν	kinematiska viskositeten	m^2/s
ρ	reflexionsfaktor	
ρ	densitet	kg/m^3
τ	transmissionsfaktor	
Φ	strålningsflöde	W
Φ	vinkel	rad
Ω	rymdvinkel	sr

Övriga indices

a	absorbator
b	baksida
b	svartkropp
f	förluster
g	glasning
in	inlopp solfångare
N	normal (=vinkelrätt)
n	nyttig
s	sol
u	ute, omgivning
v	värmebärare
1	glasningen (kalla sidan av spalt)
2	absorbatorn (varma sidan av spalt)

1 SOLVÄRME

Solstrålning kan omvandlas till användbara energiformer på ett antal principiellt olika sätt:

- fotoelektrisk omvandling till elektrisk energi med t.ex. solceller
- fotokemisk omvandling till kemiskt bunden energi på syntetisk väg och genom fotosyntes hos växter
- fototermisk omvandling till värme genom absorption i t.ex. svarta ytor.

Verkningsgraden för fotoelektrisk omvandling av solenergi till elektrisk energi ligger i allmänhet i intervallet 5-20 % och kan inte höjas särskilt mycket. Trots att kostnaden för solceller har sjunkit kraftigt under de senaste åren, och säkert kommer att sjunka ytterligare, förefaller en storskalig användning på nordliga latituder avlägsen. Omvandlingen till elektrisk energi löser inte heller problemet att lagra energi.

I naturen använder växterna solenergi för att bygga upp biologiskt högvärdiga molekyler men som bränsleproducent har växter normalt en verkningsgrad betydligt under 5 %. I laboratorieskala har man demonstrerat att solstrålning kan utnyttjas för att på syntetisk väg producera energirika föreningar men verkningsgraden har varit mycket låg och det återstår omfattande arbete innan dessa processer kan utnyttjas i stor skala. En väsentlig fördel med fotokemiska processer är att de kan ge produkter med hög energitäthet som är lämpliga att lagra och som kan utnyttjas för kemiska värmepumpar (Eriksson et al., 1977).

Fototermisk omvandling av solstrålning till värme i en svart yta är en enkel process som i princip kan utföras med hög verkningsgrad. Värmet kan utnyttjas för uppvärmning eller i ett andra steg omvandlas till elekt-

risk eller kemisk energi. De höga temperaturer som krävs för att t.ex. driva kemiska processer fordrar en solfångare med rörliga speglar eller linser som koncentrerar solstrålningen mot en liten absorbator. I en koncentrerande solfångare utnyttjas därför praktiskt taget endast den direkta solstrålningen. Låg-värdig värme, som kan användas för uppvärmning av byggnader och varmvatten, kan utvinnas med orörliga plana solfångare med jämförelsevis hög verkningsgrad. Plana solfångare utnyttjar både direkt och diffus solstrålning.

I denna skrift skall endast system för fototermisk omvandling av solstrålningen till lågvärdig värme behandlas.

Följande egenskaper hos solstrålningen som energikälla är viktiga att komma ihåg:

- låg effekttäthet (årsmedelvärdet i Sverige är drygt 100 W/m^2 och maximum är ca 1000 W/m^2)
- stora dygns- och årstidsvariationer
- stora variationer mellan dagar med klart och mulet väder.

Ett solvärmesystem för uppvärmning av en byggnad måste därför innehålla stora väderbeständiga solfångare samt ett värmelager. I dag kan solvärmesystem för småhus byggas med enkel och i stort sett välkänd teknik och flera tusentals sådana hus har i demonstrations- och experimentsyfte byggts under de senaste åren. I allmänhet består solfångarna i dessa system av svartmålad plana absorbatorer bakom fönsterglas och värmelagret består av en stor vatten- eller stenvolym.

Många solvärmehus har fungerat väl tekniskt sett men fortfarande är det även med gynnsamma yttre betingelser endast några få som producerar värme till konkurrenskraftiga priser. Små mycket enkla system för

värmning av tappvarmvatten konkurrerar dock framgångsrikt med konventionella varmvattenberedare i Israel, Japan och Australien.

Beräkningar (Girido, 1976) och mätningar (Rosengren, 1977 och Ahlström et al., 1977) visar att ett konventionellt solvärmesystem kan bidra till uppvärmningen av ett småhus med 150-400 kWh/(år·m²) räknat på solfångarytan. Denna energimängd skall jämföras med kostnaden för systemet som i dag bara kan uppskattas. I en amerikansk beräkning har försäljningspriset vid massfabrikation för en plan solfångare med god kvalitet angivits till ca 300 kr/m². Priset för små mer eller mindre hantverksmässigt tillverkade kvantiteter för enstaka objekt är i dag högre och ligger i allmänhet uppåt 1000 kr/m².

Eftersom dessutom kostnaden för solfångarna bara är en mindre del av den totala systemkostnaden är solvärme fortfarande ett par gånger dyrare än konventionell energi (Engström et al., 1977).

Solvärmetekniken är relativt ny och därför finns det säkert en rad olika möjligheter att sänka kostnaden för solvärme:

- billigare solfångare
- effektivare solfångare
- billigare tankar för vatten
- värmelager med större energitäthet
- integrering av solvärmesystemet i byggnaden
- enklare och billigare systemlösningar.

Flera av dessa vägar måste säkert utnyttjas för att utveckla kostnadseffektiva solvärmesystem.

Snarlika principlösningar används i flertalet solvärmehus: solfångare ovanpå taket, ett värmelager i källaren och ett system som transporterar en värmebärare där-

emellan. För vårt klimat har alldeles för litet intresse ägnats åt system som är integrerade i byggnaden och som snarare är en del av byggnaden än en installation i byggnaden.

Oavsett hur solvärmesystemet byggs upp är dock en rad grundläggande funktioner gemensamma. Syftet med denna skrift är att översiktligt belysa olika fysikaliska möjligheter att konstruera effektiva plana termiska solfångare samt att ge en översikt över den rikhaltiga litteraturen på området.

Plana termiska solfångare

Den plana termiska solfångaren fungerar enligt en mycket enkel princip. Solstrålningen absorberas och omvandlas till värme på en absorbator. Denna består av en plan skiva med en svart ytbeläggning och ett kanalsystem. Värmet tas till en del upp av en värmebärare bestående av en gas eller vätska som strömmar genom kanalsystemet. För att erhålla värmen vid en användbar temperatur måste absorbatorytan i allmänhet vara betydligt varmare än omgivningen och därmed blir värmeförlusterna ett stort problem. På solsidan begränsas värmeförlusterna av en glasning och på skuggsidan med vanliga isoleringsmaterial. Glasningen består av ett genomskinligt material som hindrar den långvågiga utstrålningen och som genom att skapa stillastående luftskikt ökar värmemotståndet. Glasningen består i allmänhet av ett antal parallella fönsterglas, men även andra geometrier och material såsom glastuber och plastfolier har utnyttjats. Det ställs två delvis motstridiga krav på glasningen, dels skall transmissionsfaktorn för solstrålning vara stor dels skall värmemotståndet ha ett högt värde. En stor del av det FoU-arbete med solfångare som pågår behandlar problemet att kombinera dessa två egenskaper hos glasningen.

Transmissionsförlusterna i vanligt fönsterglas består av ca sex procent absorption i materialet och fyra pro-

cent reflexion i vardera ytan. Dessa förluster kan praktiskt taget elimineras genom att använda järnfritt glas och antireflexbehandla ytorna.

Värmetransporten genom en spalt, som begränsas av en svartmålad yta och ett fönsterglas, sker till ca en tredjedel genom ledning och konvektion samt till två tredjedelar genom strålning. Konvektionsförlusterna kan begränsas genom att använda fler skikt i glasningen, fylla spalten med en bikakestruktur eller evakuera spalten. En mycket värdefull egenskap hos glaset är att det absorberar den långvågiga värmestrålningen från absorbdatorytan. Utstrålningen från solfångaren bestäms därför av glasets temperatur och inte av absorbdatorns temperatur som är betydligt högre. Detta fenomen brukar kallas växthuseffekten. Ännu bättre resultat erhålls genom att belägga glaset med en yta som reflekterar värmestrålningen. Mindre energi överförs därigenom från absorbdatorn till glaset och från glaset till omgivningen.

I början av 1950-talet fann Harry Tabor vid försök i Israel att en vanlig galvaniserad plåt blir varmare än en svartmålad plåt när dessa exponeras för solstrålning. Detta trots att den galvaniserade ytan bara absorberar hälften så mycket kortvågig solstrålning som den svartmålade ytan. Orsaken är att de långvågiga strålningsförlusterna från zinken är så små. Solen har hög temperatur och vid jordytan ligger dess strålning i våglängdsintervallet $0,3-2,5 \mu\text{m}$. Absorbdatorns temperatur är betydligt lägre och den strålar därför vid längre våglängder, $4-100 \mu\text{m}$. Mot denna bakgrund är det fördelaktigt om absorbdatorytan har hög absorptionsfaktor i intervallet $0,3-2,5 \mu\text{m}$ och låg absorptionsfaktor (och därmed även låg emissionsfaktor) för längre våglängder. Sådana absorbdatorytor, som vanligen kallas selektivt svarta ytor, kan bl.a. framställas genom att belägga en metallyta med ett tunt svart oxidskikt.

I denna rapport skall effekten av dessa åtgärder belysas närmare.

I ett första avsnitt behandlas den plana termiska solfångarens värmebalans och dess beroende av solfångarens utformning, driftstemperatur, solinstrålning och utetemperaturen.

I de följande avsnitten diskuteras mer ingående olika teoretiska och tekniska möjligheter att framställa komponenter med lämpliga egenskaper.

Selektivt svarta absorberbeläggningar, vilka medför en avsevärd förbättring av solfångarens termiska funktion, har ägnats stort intresse både inom industrin och inom den akademiska världen. Beskrivningen av dessa ytor och olika framställningsmetoder av sådana upp- tar därför relativt stort utrymme i denna rapport.

Litteraturen på området är mycket omfattande varför denna litteraturstudie nödvändigtvis har begränsats. De arbeten som refereras till i rapporten är upptagna i en referenslista i slutet av rapporten. Denna lista innehåller alltså endast en del av litteraturen inom området, men den bör vara användbar för de som önskar tränga djupare i ämnet.

I appendix slutligen ges en kort sammanfattning av de strålningsfysikaliska samband, enheter och storheter som utnyttjas i arbetsrapporten.

2 SOLFÅNGARENS ENERGIBALANS

En plan termisk solfångare är uppbyggd av en plan absorberator med svart ytbeläggning och ett integrerat kanalsystem samt av en glasning och en välisolerad väderbeständig låda (FIG. 2.1). Genom kanalsystemet strömmar en värmebärare.

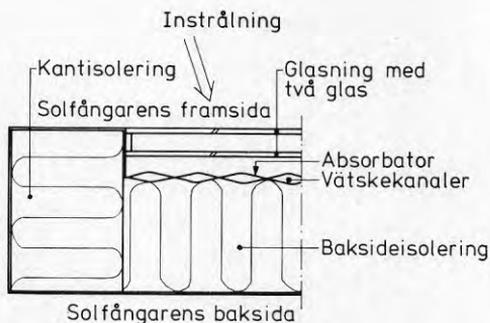


FIG. 2.1.

Principiell uppbyggnad av en plan solfångare med två glas och en vätskefylld sluten absorberator.

Solfångaren träffas av ett varierande strålningsflöde Φ (W), varav en del omvandlas till värme och transporteras bort med värmebäraren, en del förloras till omgivningen och resten lagras upp som värme i solfångaren. Energibalansen kan skrivas (FIG. 2.2)

$$\frac{dQ_c}{dt} = \Phi - (P_{ut} - P_{in}) - P_f$$

där $\frac{dQ_c}{dt}$ = förändringen i värmeinnehållet hos solfångaren och den inneslutna värmebäraren

P_f = värmeförlusterna från solfångaren

$P_{ut} - P_{in}$ = värme flöde som bortförs med värmebäraren

$$P = \dot{m} \cdot c_p \cdot (\theta_v - \theta_o) \quad (W)$$

där \dot{m} = flödet kg/s

c_p = värmekapacitiviteten J/kg

θ_v = värmebärarens temperatur °C

θ_o = en godtycklig referenstemp. °C

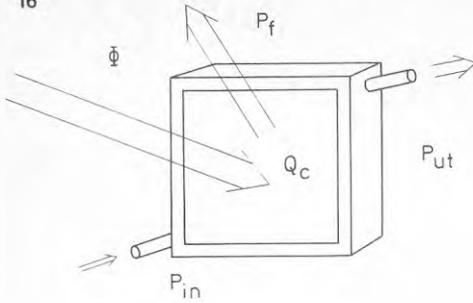


FIG. 2.2.

Energiflödena i en solfångare.

För en given solfångare påverkas termen $\frac{dQ_c}{dt}$ inte bara av strålningsflödet Φ utan även av förändringen i värmebärarens temperatur vid inloppet samt av dess flödes hastighet.

Den termiska massan i vätskekylda solfångare är ofta så stor att det kan ta bortåt en timme för solfångaren att med stillastående värmebärare värmas från omgivningstemperatur till driftstemperatur. Värmebärarens uppehållstid i solfångaren är vid drift i allmänhet så stor att $(P_{ut} - P_{in})$ endast vid konstant solsken motsvarar den momentana effekt som överförs från absorbatoren till värmebäraren.

En dynamisk termisk modell av en solfångare blir alltså relativt komplicerad. I detta sammanhang är det dock tillräckligt att konstatera att dessa förhållanden är nödvändiga att beakta vid mätningar på solfångarens termiska egenskaper och att det fordras en inte oväsentlig tid för att värma solfångaren innan den avger nyttig energi. För att bedöma en solfångares värmeproduktion över längre tid är det i allmänhet fullt tillräckligt att använda en stationär modell av solfångaren. Dvs. vi kan anta att

$$\frac{dQ_c}{dt} = 0 \text{ vilket ger}$$

$$P_{ut} - P_{in} = \Phi - P_f$$

I detta fall är alltså den effekt som momentant överförs till värmebäraren och som därmed intuitivt uppfattas som nyttig effekt lika med effekten $(P_{ut} - P_{in})$. Vid stationära förhållanden är det därför lämpligt att införa den nyttiga effekten P_n .

$$P_n = (P_{ut} - P_{in})$$

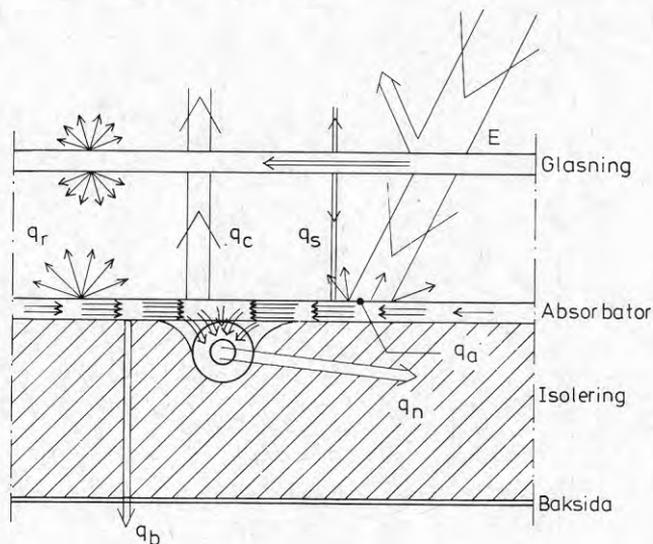


FIG. 2.3.
Översikt
över ener-
giflödena
i en plan
solfångare.

Effekten E faller in mot glasningen där det uppstår transmissionsförluster genom absorption och reflexion. Den transmitterade effekten består till stor del av solinstrålning och till en liten del av sekundärt transmitterat värme q_s , som härrör från absorberad solstrålning.

Effekten per kvadratmeter q_a absorberas av absorbatorytan, en del därav, den nyttiga effekten per kvadratmeter q_n , transporteras i absorbatorn till värmebäraren. Till omgivningen förloras q_c genom konvektion och ledning samt q_r genom långvågig värmestrålning. Genom baksidan sker värmetransporten q_b från absorbatorn.

En detaljerad beskrivning av en solfångares värmebalans kompliceras i hög grad av den osystematiska och ibland motsägelsefulla användningen av strålningsfysikaliska beteckningar som förekommer i litteraturen.

I denna skrift är ambitionen att konsekvent använda de beteckningar som föreskrivs av CIE^a. Dessa beteckningar och de strålningsfysikaliska samband som utnyttjas i skriften behandlas i appendix.

Energibalans vid stationära förhållanden

Glasningen bestrålas med irradiansen E (W/m^2)^b (FIG. 2.3). Vid passagen av glasningen uppstår förluster genom absorption och reflexion och irradiansen på absorbdatorytan är $\tau \cdot E$ (W/m^2) där glasningens transmissionsfaktor beror av riktning och våglängd hos den infallande strålningen. I absorbdatorytan reflekteras en del av strålningen och återstoden $q_a = \overline{\alpha\tau} \cdot E$ (W/m^2) absorberas i absorbdatorytan. $\overline{\alpha\tau}$ kallas transmissions-absorptionsfaktor och skrivs på detta sätt för att framhäva att den är ett viktat medelvärde över både våglängd och riktning. I denna skrift inkluderas även den sekundära transmissionen q_s samt ett bidrag p.g.a. upprepade reflexioner mellan glasning och absorbdator i termen $\overline{\alpha\tau} \cdot E$. (Se vidare appendix.) En del av effekten q_n överförs till värmebäraren och resten q_f förloras till omgivningen.

Energibalansen kan nu förenklat skrivas

$$q_n = \overline{\alpha\tau} \cdot E - q_f \quad (\text{W}/\text{m}^2) \quad (2.1)$$

Värmeförlusterna q_f beror främst på skillnaden mellan absorbdatorns temperatur θ_a och omgivningens temperatur θ_u och kan därför skrivas

$$q_f = k(\theta_a - \theta_u) \quad (\text{W}/\text{m}^2) \quad (2.2)$$

^a CIE Vocabulaire International de l'Éclairage, 3^e Edition, Paris 1970.

^b Det infallande strålningsflödet per ytenhet, W/m^2 (dvs. irradiansen), benämns i litteraturen ofta strålningens intensitet och betecknas med I . Se appendix.

där k är en effektiv värmeövergångskoefficient för solfångaren.

Merparten av värmeförlusten från absorbatoren sker genom glasningen ty förlusterna från solfångarens sidor är relativt sett små och solfångarens baksida kan isoleras väl. Dessutom kommer ofta förlusterna genom baksidan huset till godo. Man antar därför ofta att alla värmeförluster sker genom glasningen och ersätter solfångarens k -värde k med ett k -värde k_g som enbart avser glasningen.

Absorbatorns temperatur är inte av primärt intresse och den är dessutom i allmänhet omständlig att mäta. För att i stället uttrycka den nyttiga effekten q_n som funktion av värmebärarens temperatur θ_v införs faktorn F'

$$F' = \frac{\text{erhållen nyttig effekt}}{\text{den nyttiga effekt som skulle ha erhållits om absorbatoren och värmebärartemperaturen vore lika}}$$

Tillsammans med ekv. (2.1) och (2.2) ger detta

$$q_n = F' \{ \overline{\alpha\tau} \cdot E - k_g \cdot (\theta_v - \theta_u) \} \quad (2.3)$$

Vi har hittills bortsett från att värmebärarens respektive absorbatorns temperaturer inte är konstanta över hela solfångaren. Värmebärarens temperaturökning mellan solfångarens in- och utlopp är i allmänhet liten i förhållande till temperaturskillnader mellan absorbatoren och omgivning. Därför erhålls god noggrannhet genom att låta θ_v avse medelvärdet av värmebärarens temperatur vid solfångarens in- och utlopp.

Solfångarens momentana verkningsgrad η (vid stationära förhållanden) definieras som kvoten mellan den nyttiga effekten q_n (W/m^2) och irradiansen E (W/m^2) på solfångaren.

$$\eta = \frac{q_n}{E} \quad (2.4)$$

Tillsammans med ekv. (2.3) fås nu

$$\eta = F' \cdot \overline{\alpha\tau} - F' \cdot k_g \cdot \frac{(\theta_v - \theta_u)}{E} \quad (2.5)$$

Denna ekvation för solfångarens verkningsgrad vid stationära förhållanden tillskrivs ofta Hottel & Woertz (1942) som utförligt behandlat solfångarens energibalans.

Glasningens k-värde k_g är temperaturberoende varför verkningsgraden bara approximativt är en entydig funktion av variabeln $(\theta_v - \theta_u)/E$.

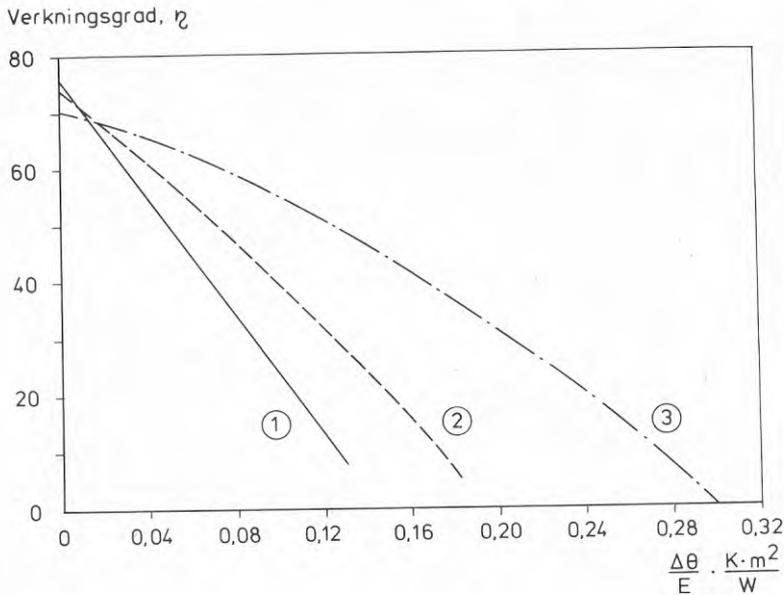


FIG. 2.4. Verkningsgraden för en plan solfångare ges av

$$\eta = F' \left(\overline{\alpha\tau} - k \frac{\Delta\theta}{E} \right)$$

Glasningens k-värde är proportionellt mot kurvans lutning. I figuren ges verkningsgraden för en ordinär solfångare ① med två glas, en solfångare med selektivt svart absorberator ② samt för en solfångare med mycket högt värmemotstånd hos glasningen ③.

Genom att i ett diagram avsätta η som en funktion av $(\theta_v - \theta_u)/E$ erhålls en kompakt framställning av solfångarens prestanda, FIG. 2.4. Det är dock inte verkningsgraden utan den insamlade energin Q_n som är den intressanta storheten, och denna beror av den tillgängliga solinstrålningen. FIG. 2.4 visar hur stor verkningsgraden är i olika driftsfall, men den säger inget om hur mycket energi som kan erhållas i respektive fall. Därför är det svårt att utifrån dessa kurvor säga hur mycket bättre den ena eller andra solfångaren är för en viss tillämpning.

Varaktighetsdiagram över irradiansen E

Genom att beskriva solinstrålningen med ett varaktighetsdiagram över irradiansen E är det möjligt att grafiskt illustrera hur mängden insamlad energi Q_n påverkas av solfångarens termiska prestanda. I FIG. 2.5 visas principen för hur ett sådant diagram konstrueras med hjälp av uppmätta värden på irradiansen.

När inverkan av värmekapaciteten försummas erhålles den insamlade energin Q_n genom att integrera effekten q_n över den tid då q_n är positiv dvs.

$$Q_n = \int_{q_n > 0} q_n dt \quad (2.6)$$

Tillsammans med ekv. (2.3) ger detta

$$Q_n = \int_{q_n > 0} F' \overline{\alpha\tau} \cdot E - F' k_g (\theta_v - \theta_u) dt \quad (2.7)$$

vilket i varaktighetsdiagrammet motsvaras av

$$Q_n = \int_{q_n > 0} F' \overline{\alpha\tau} \cdot E(T) - F' k_g (\theta_v - \theta_u) dT \quad (2.8)$$

Vi antar att värmebärarens temperatur θ_v är konstant och sätter omgivningstemperaturen θ_u lika med utetemperaturens medelvärde för perioden vilket ger

$$F' k_g (\theta_v - \theta_u) = \text{konst.}$$

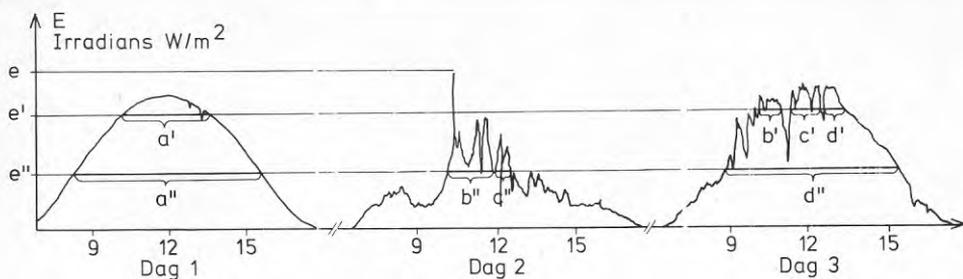


FIG. 2.5a. I figuren visas hur irradiansen på den aktuella ytan varierat under tre på varandra följande dagar. Ytan under kurvan är ett mått på den energi som totalt strålat in mot ytan.

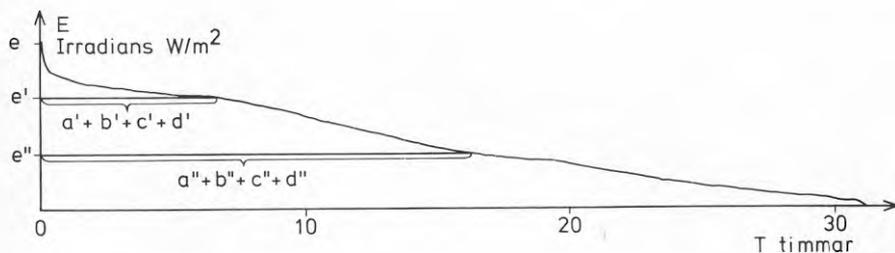


FIG. 2.5b. I figuren visas ett varaktighetsdiagram över irradiansen för de tre dagarna. Här har de uppmätta värdena på irradiansen ordnats efter storlek så att tidsaxeln nu anger den totala tid som irradiansen varit större än ett visst värde. Ytan under denna kurva är naturligtvis lika stor som ytan under kurvan i FIG. 2.5a.

Den insamlade energin Q_n erhålls nu grafiskt som den streckade ytan i FIG. 2.6. Den totala drifttiden T_d erhålls också ur diagrammet.

Denna metod skall kvalitativt illustrera hur solfångarens prestanda påverkas av faktorn $\overline{\alpha\tau}$, värmeförlusterna och solinstrålningen. Däremot är den mindre lämpad för

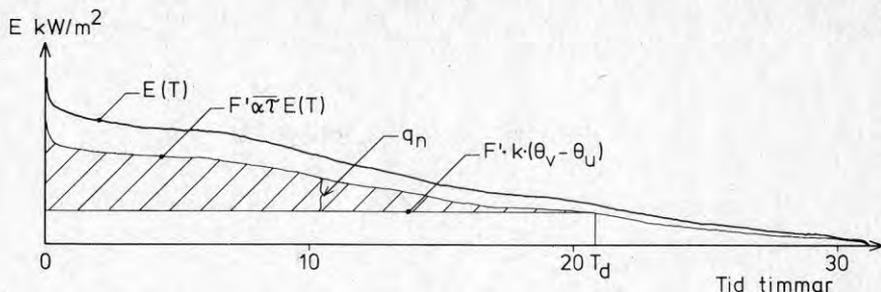


FIG. 2.6. Grafisk uppskattning av den insamlade energin Q_n med hjälp av ett varaktighetsdiagram över irradiansen. Det framgår av en jämförelse med ekv. (2.8) att den insamlade energin Q_n motsvaras av den streckade ytan i figuren. Värmeförlusterna från solfångaren motsvaras approximativt av ytan under $F' \cdot k \cdot (\theta_v - \theta_u)$ och "förlusterna av solstrålning" ges av ytan mellan kurvorna $E(T)$ och $F' \alpha T E(T)$. Den totala drifttiden T_d under perioden ges av skärningen mellan kurvorna $F' \alpha T E(T)$ och $F' \cdot k \cdot (\theta_v - \theta_u)$.

kvantitativa beräkningar, ty dels arbetar solfångaren inte med konstant temperatur hos värmebäraren dels varierar utetemperaturer. Dessutom ger metoden en överskattning av drifttiden om solfångaren har stor värmekapacitet.

Vid konstruktionen av varaktighetsdiagrammet förloras samtidigt informationen om hur instrålningen fördelar sig i tiden och därför kan metoden inte användas för att bedöma hur stor del av den insamlade energin Q_n som kan utnyttjas om systemet endast innehåller ett begränsat värmelager.

Tillgången på svensk klimatstatistik som är tillrättlagd för solvärmertilämpningar är mycket begränsad. Publicerade mätvärden på solinstrålningen mot lutande ytor finns endast för kortare tidsperioder. Allmänt accepterade instrålningsvärden för lutande ytor som beräknats utifrån uppmätta värden på instrålningen mot horisontella ytor saknas också. Det finns dock ett antal metoder att beräkna en sannolik solinstrålning

mot lutande solfångare för olika tidpunkter. Den metod (Girido, 1976) som används här för att beräkna irradiansen utgår från

- instrålningen under klara dagar (Höglund, 1968)
- statistiska uppgifter på antal klara resp. mulna dagar enl. SMHI
- ett empiriskt samband mellan solinstrålning och molnighet för horisontella ytor.

Vid beräkningar av varaktighetsdiagrammen har dessutom en korrektion införts som tar hänsyn till att reflexionen i glasytor ökar med infallsvinkeln.

I brist på uppmätta värden har alltså en rad i och för sig rimliga antaganden gjorts vid beräkningen av dessa varaktighetsdiagram. Osäkerheten hos värdena för enstaka effektintervall är stor men det förefaller trots detta troligt att kurvan som helhet ger en rättvisande bild av förhållandena.

I FIG. 2.7 visas hur medelvärdet av solinstrålningen mot olika ytor varierar under året i Stockholm. Motsvarande data presenteras i FIG. 2.8 i form av varaktighetsdiagram över irradiansen för tremånadersperioder.

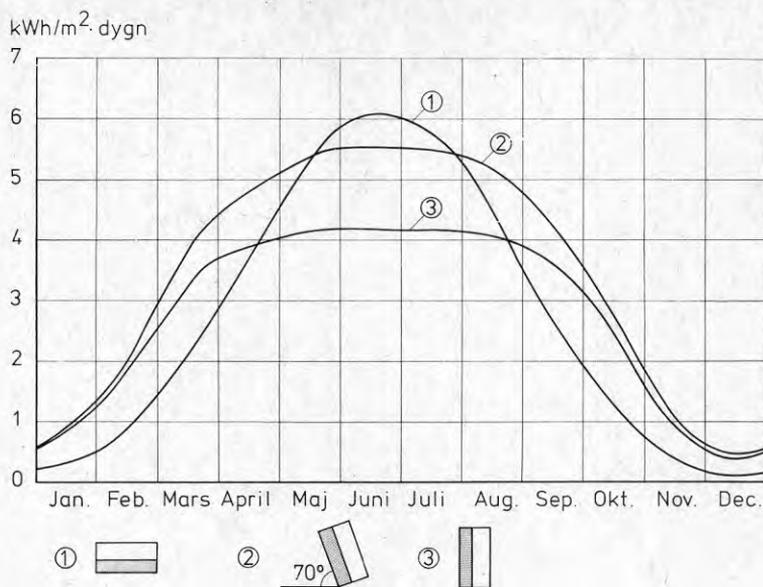


FIG. 2.7. Beräknad medelinstrålning per dygn i Stockholm (59°21'N) mot södervända ytor.

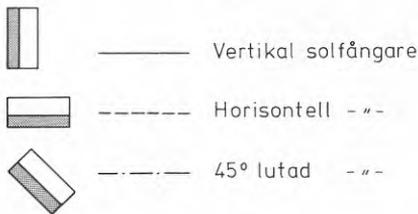
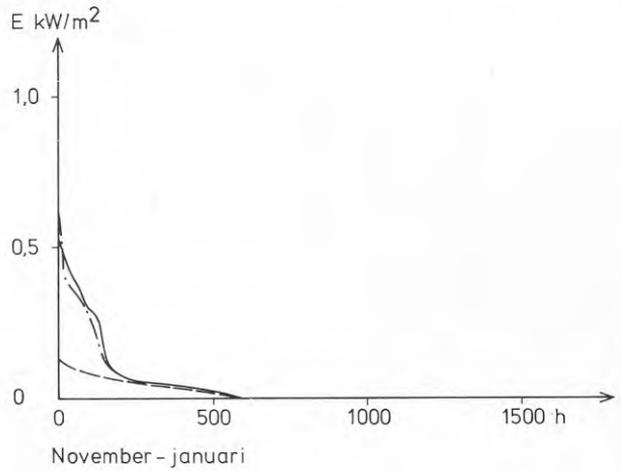
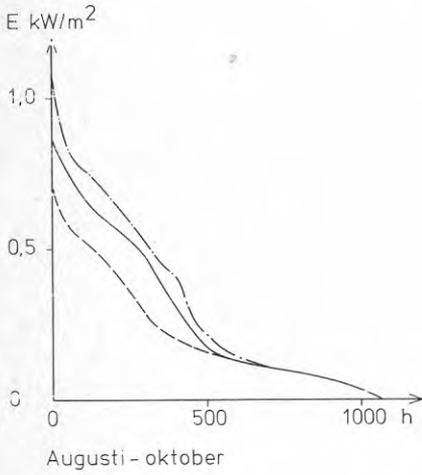
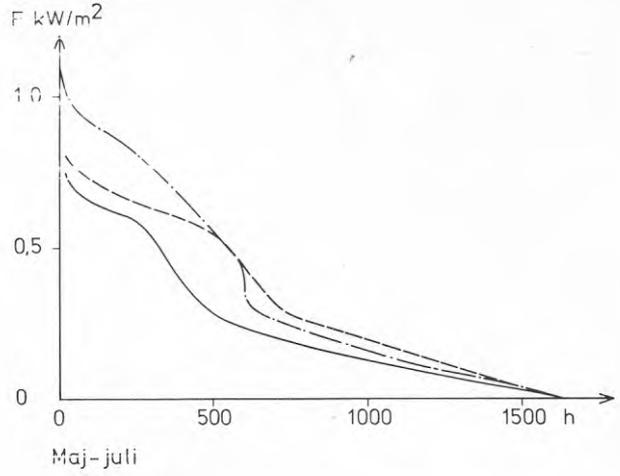
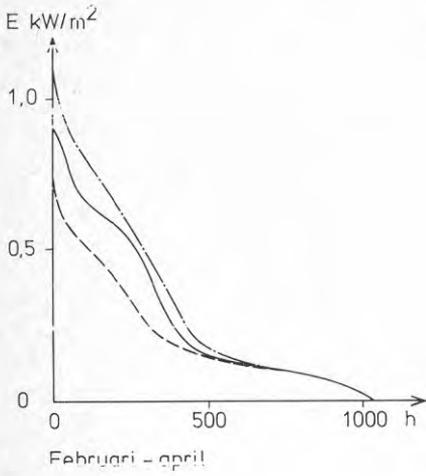


FIG. 2.8. Beräknade varaktighetsdiagram över irradian-
sen på södervända solfångare i Stockholm vid
olika årstider.

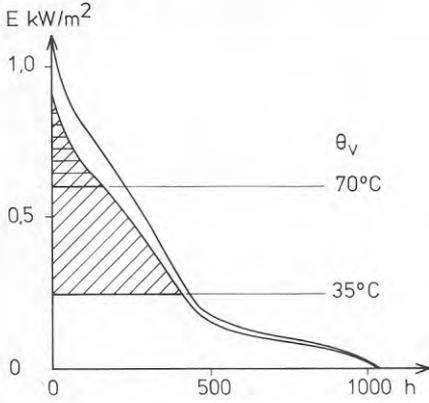
Uppskattning av den insamlade energin Q_n

Mängden insamlad energi Q_n är som sagt beroende av en rad olika faktorer. Betrakta återigen ekv. (2.8)

$$Q_n = \int_{q_n > 0} F' \overline{\alpha\tau} \cdot E(T) - F' k_g (\theta_v - \theta_u) dT \quad (2.8)$$

Produkten $F' k_g (\theta_v - \theta_u)$ är värmeförlusterna då $E(T) = 0$ dvs. då solfångaren är i mörker och värmen leds från värmebäraren ut i absorbatoplåten. I detta fall får absorbatorytan mellan värmebärarkanalerna lägre temperatur än värmebäraren. När värme transporteras till värmebäraren från absorbatorytan får denna högre temperatur än värmebäraren och de verkliga värmeförlusterna under drift vid en viss temperaturskillnad $(\theta_v - \theta_u)$ är alltså större än produkten $F' k_g (\theta_v - \theta_u)$. Skillnaden kan uppgå till något tiotal procent. Vid en uppskattning av olika faktorerers inverkan på mängden infångad värme Q_n begår man dock inget större fel om produkten $F' k_g (\theta_v - \theta_u)$ betraktas som värmeförlusterna från absorbatoren. På motsvarande sätt kan $F' \overline{\alpha\tau} \cdot E$ betraktas som den solstrålning som absorberas i absorbatorytan.

I FIG. 2.9 visas hur mycket värme som kan samlas in med en plan solfångare under några olika förhållanden. Värmebärarens temperatur har som framgår av FIG. 2.9 stor betydelse för en plan solfångares prestanda. En solfångare med ett glas och en vanlig svart absorbatoryta (FIG. 2.9a) har ett högt k-värde och den insamlade värmen Q_n avtar därför mycket snabbt med stigande arbetstemperatur. En tvåglas solfångare med lågt k-värde (FIG. 2.9b och c) är naturligtvis mindre beroende av arbetstemperaturen men även i detta fall blir värmeförlusterna oacceptabelt stora vid höga arbetstemperaturer. Vid låga arbetstemperaturer och stor solinstrålning dominerar transmissionsförlusterna och en glasning med ett glas kan därför vara att föredra i detta fall. En jämförelse mellan FIG. 2.9a och b visar att för en arbetstemperatur omkring 35°C är den insamlade energin Q_n under perioden februari - april ungefär lika stor för ett och två glas.



a) Februari - april

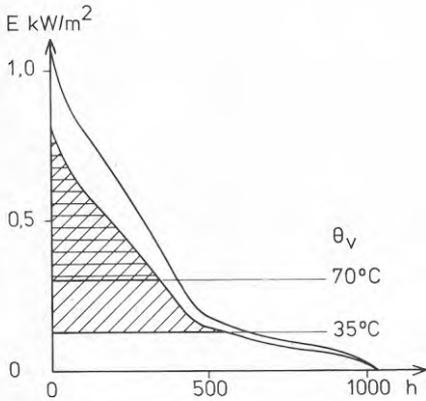
$$F' \overline{\alpha \tau} = 0,85$$

$$F'k = 6,5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

$$\theta_u = 0^\circ\text{C}$$

$$\theta_v = 35 \text{ resp. } 70^\circ\text{C}$$

$$Q_n = 116 \text{ resp. } 22 \text{ kWh}/\text{m}^2$$



b) Februari - april

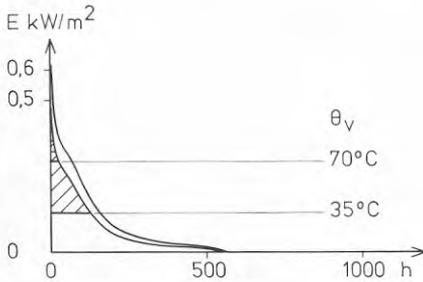
$$F' \overline{\alpha \tau} = 0,75$$

$$F'k = 3,5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

$$\theta_u = 0^\circ\text{C}$$

$$\theta_v = 35 \text{ resp. } 70^\circ\text{C}$$

$$Q_n = 138 \text{ resp. } 71 \text{ kWh}/\text{m}^2$$



c) November - januari

$$F' \overline{\alpha \tau} = 0,75$$

$$F'k = 3,5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

$$\theta_u = 0^\circ\text{C}$$

$$\theta_v = 35 \text{ resp. } 70^\circ\text{C}$$

$$Q_n = 14 \text{ resp. } 2 \text{ kWh}/\text{m}^2$$

FIG. 2.9. Infångad värme Q_n för plana solfångare. Hänsyn har tagits till att glasningens k -värde ökar med temperaturen och det angivna värdet gäller för temperaturen $\theta_a = 20^\circ\text{C}$.

De följande delarna av denna arbetsrapport innehåller en systematisk genomgång av hur den plana solfångaren kan utformas för att åstadkomma hög termisk effektivitet. Som utgångspunkt för dispositionen har ekv. (2.3) utnyttjats och materialet har därför disponerats på följande sätt:

- faktorn F' som främst beror av absorbatorns utformning
- irradiansen E som bl.a. påverkas av solfångarens orientering och reflekterande ytor framför solfångaren
- glasningens transmissionsfaktor τ som bl.a. påverkas av materialval och antireflexbehandling
- värmeförlusterna genom glasningen behandlas dels teoretiskt dels beskrivs ett antal praktiska möjligheter att minska glasningens k -värde k_g . I detta sammanhang diskuteras även kopplingen mellan glasningens k -värde och faktorn $\overline{\alpha\tau}$.

3 NÅGRA OLIKA FAKTORERS BETYDELSE FÖR SOLFÅNGARENS EFFEKTIVITET

Irradiansen

Irradiansens¹ storlek har naturligtvis stor betydelse för solfångarens verkningsgrad ty den effekt som absorberas i absorbatortan är proportionell mot irradiansen medan värmeförlusterna är oberoende av irradiansen. Denna storlek beror naturligtvis i första hand på solhöjden och vädret men även strålningens infallsvinkel samt reflekterande och skuggande ytor är betydelsefulla. Här skall inverkan av de senare faktorerna beröras. Irradiansen är proportionell mot cosinus för infallsvinkeln och solfångarens orientering i förhållande till den direkta solstrålningen har därför stor betydelse för irradiansens storlek. Genom att vrida solfångaren så att den förblir vinkelrät mot den direkta solstrålningen ökas den insamlade energin Q_n avsevärt. Som exempel kan nämnas att under en marsdag med klart väder faller ca 40 % mer energi in mot absorbatoren i en rörlig solfångare än mot absorbatoren i en vertikal solfångare som vetter mot söder och den procentuella skillnaden för den insamlade energin är ännu större. Skillnaden är dock inte så stor vid verkliga molnighetsförhållanden. Av praktiska skäl är det svårt att göra plana solfångare rörliga och fokuserande system som ofta görs rörliga tillvaratar bara en del av det diffusa ljuset varför hela den teoretiska vinsten av rörliga solfångare är svår att uppnå praktiskt.

Irradiansen på den plana solfångaren kan ökas väsentligt genom att reflekterande ytor placeras framför och vid sidorna av solfångaren (Korsgaard, 1975; Baer, 1974; Thomasson, 1960). Beräkningar visar att med en stor

¹ Irradians (W/m^2) är benämningen på strålningsenergin per ytenhet och tidsenhet som faller in mot en yta. Motsvarande storhet för ljus är belysning.

speglande horisontell reflektor framför en vertikal solfångare kan den direkta solstrålningens bidrag till irradiansen på absorbatorn vintertid ökas med 40-70 % relativt motsvarande värde för en optimalt orienterad solfångare utan reflektor (Mathew et al., 1975).

Solvärmesystemet i det s.k. Nollenergihuset vid Danmarks tekniska högskola arbetar under större delen av året med inloppstemperaturer på mer än 50°C hos den lodräta solfångaren som består av en svartmålad absorbator under två glas. Kraegpöth (1976) har beräknat att en vågrät reflektor med reflektionsfaktorn $\rho = 0,7$ och med djupet lika med dubbla solfångarhöjden, placerad framför denna solfångare, skulle öka den insamlade energin under året med nära 40 %.

En riktig orientering av reflektor och solfångare relativt solinstrålningen är viktig för att den möjliga effekten av en speglande reflektor skall tillvaratagas effektivt. Rät vinkel mellan solfångare och reflektor är i allmänhet lämpligt.

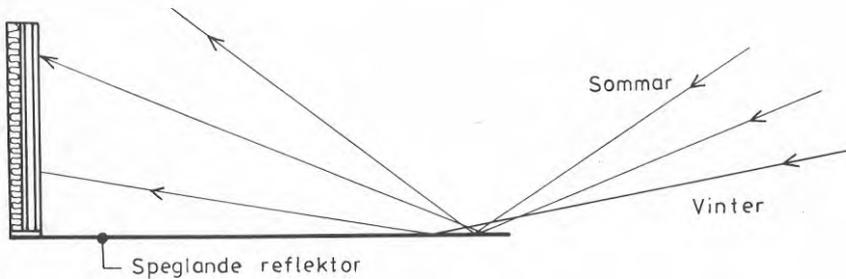


FIG. 3.1. Vertikal solfångare med horisontell speglande reflektor.

Seitel (1975) visar att en speglande reflektor är överlägsen en diffus, men att även en sådan ger en påtaglig ökning av irradiansen. Orienteringen av en diffus reflektor är inte lika kritisk.

En kvantitativ uppskattning av irradiansen mot solfångaren för några olika fall visas i FIG. 3.3. Observera

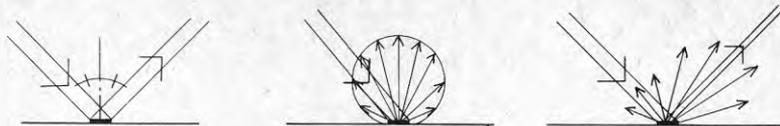
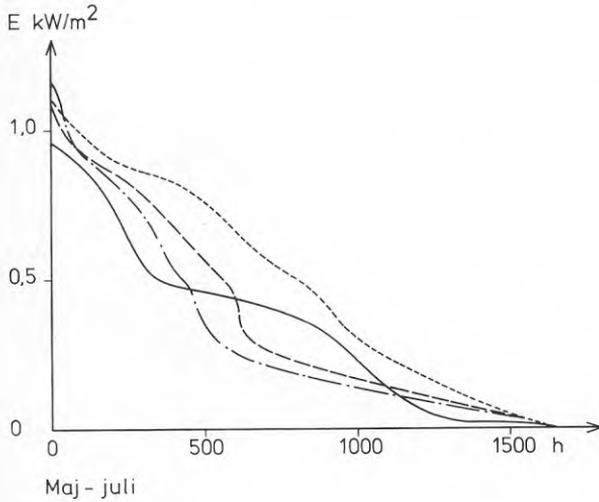
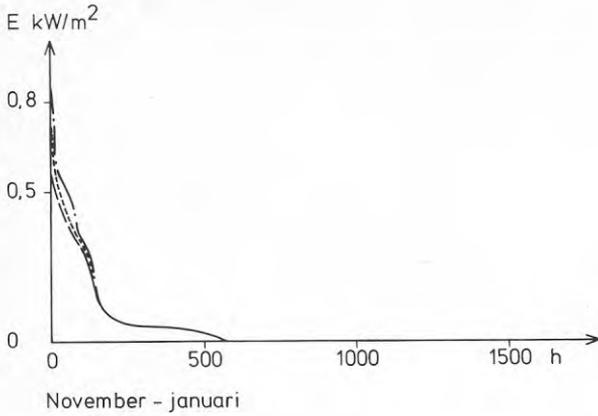


FIG. 3.2. Speglande och diffust reflekterande ytor är idealiserade fysikaliska modeller som inte har någon absolut motsvarighet i verkligheten. I allmänhet kan verkliga ytor beskrivas som en kombination av de bägge typerna. Reflexionen i polerade metallytor är i det närmaste speglande och i matta färger nästan helt diffus.

den stora skillnaden mellan varaktighetsdiagrammen för den rörliga solfångaren då den totala strålningen bidrar och då endast den direkta strålningen bidrar till irradiansen. Kurvan för direkt strålning visar tydliga spår av att beräkningsmetoden klassificerar dagar i klara, halvklara och mulna. Vinsten av att vrida solfångaren kring två axlar i stället för kring en är liten och detta varaktighetsdiagram har därför utslutits ur figuren. Det är viktigt att hålla i minnet att en åtgärd, som t.ex. att vrida solfångaren efter solen, bara är intressant om det finns behov av det extra värme som samlas in. När solen står högt på himlen redan klockan sex på morgonen samlar en rörlig solfångare naturligtvis in mer värme än en fast men i många solvärmesystem har man då redan ett överskott av värme. På vintern då värmen behövs är solens bana över himlen kortare och vinsten med att vrida solfångaren är därmed mindre.



	Lutning	Rörlig/fast	Strålning tot/dir	Reflektor
	45° (90°) ^a	fast	tot	-
	90°	fast	tot	$\rho = 0,7$
	45° (80°) ^a	rörlig en axel	tot	-
	45°	rörlig en axel	dir	-

^a Avser november - januari

FIG. 3.3. Orienteringen hos solfångaren har stor betydelse för irradiansen.

Absorbatoren

Solfångarens verkningsgrad påverkas av absorbatorns utformning vilket beskrivs av faktorn F' i ekv. (3.1).

$$\eta = F' \left(\overline{\alpha\tau} - k_g \frac{\theta_v - \theta_u}{E} \right) \quad (3.1)$$

I absorбатыtan omvandlas solinstrålningen till värme som därefter leds genom absorbatoren till värmebäraren (FIG. 3.4). Mellan absorбатыta och värmebärare uppkommer därvid ett temperaturfall vars storlek beror av värmeflödets storlek samt av materialets värmeledningsförmåga och absorbatorns geometri. Vid en viss värmebärartemperatur, som ju i allmänhet är bestämd av hur värmets skall utnyttjas, ökar värmeförlusterna genom glasningen med ökande temperaturfall mellan absorбатыta och värmebärare. Värmemotståndet mellan dessa bör alltså vara litet, vilket framgår av faktorn F' som kan uttryckas som en kvot dels mellan två effekter dels mellan två värmemotstånd.

$$F' = \frac{\text{erhållen nyttig effekt}}{\text{effekt som skulle erhållits om absorbatoren- och värmebärartemperaturerna vore lika}} = \frac{\text{totala värmemotståndet mellan absorбатыta och omgivningen}}{\text{totala värmemotståndet mellan värmebärare och omgivningen}}$$

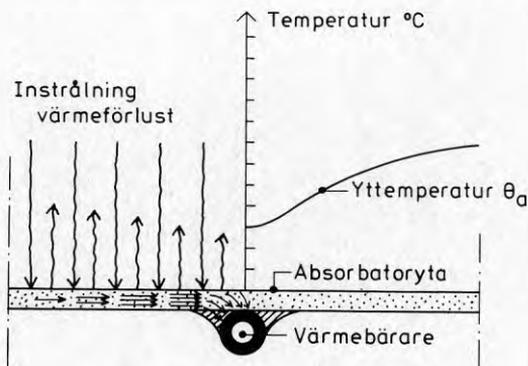


FIG. 3.4.

Principfigur som visar energiflöde- och temperaturfördelningen i absorbatoren.

Numeriska värden på faktorn F' för ett stort antal kombinationer av absorbatorgeometri, material och värden på övergångsmotstånd mellan absorlator och värmebärare samt värmemotstånd hos glasningen ges av bl.a. Duffie & Beckman (1974).

För flertalet vätskekylda absorbatorer är $F' \gtrsim 0,9$ och för Roll-Bond absorbatorer och radiatorer som har ett integrerat tätt kanalsystem är F' nära 1. Luftkylda absorbatorer har lägre F' -värden beroende på att värmeövergångsmotståndet till luft är stort. En slät plåt som absorlator ger $F' \approx 0,7-0,8$. Högre värden kan uppnås genom att med flänsar öka ytan mot värmebäraren eller genom att använda mycket hög strömningshastighet.

Eftersom verkningsgraden är proportionell mot faktorn F' blir den insamlade energin för en given solfångare proportionell mot produkten mellan solfångararea och F' . Därför kan t.ex. tio procents minskning av faktorn F' kompenseras med tio procent större solfångare och vice versa.

Genom att använda en svart vätska innesluten i ett genomskinligt kanalsystem kringgår man helt problemet med värmetransporten i absorlatorplåtar. Lumsdaine (1970) har behandlat denna lösning teoretiskt och en praktisk konstruktion i glas har föreslagits av Gillette (1974). Denna konstruktion är dessutom en elegant lösning på problemet med risk för alltför höga temperaturer då solfångaren ej kyls. Eftersom energin absorberas i värmebäraren erhåller denna högre temperatur än absorbatortytan och faktorn F' blir därmed - om än lite - större än 1. På samma sätt kan en färgad gas användas som värmebärare. Det är i det senare fallet teoretiskt möjligt att minska värmeförlusterna ytterligare genom att välja en gas med låg emissionsförmåga för långvågig strålning och innesluta denna i ett kanalsystem av ett material som också har låg emissionsförmåga.

Betydelsen av absorbatorns värmekapacitet i nordeuropeiskt klimat är inte tillräckligt utredd. Klein et al. (1974) har visat att för amerikanska förhållanden är värmekapacitetens inverkan i allmänhet försumbar. Absorbatorerna i Östgötabyggens solhus i Linköping har ett kanalsystem vars volym är 5 l/m^2 och värmebäraren ger därför ca hälften av solfångarens effektiva värmekapacitet. Ahlström et al. (1977) har funnit att en icke oväsentlig värmevinst erhålls genom att alltid dränera absorbatorenerna då värmeförlusterna överväger.

Spencer et al. (1976) har föreslagit en vätskefylld absorbatör som består av tunna plana plåtar som är sammanfogade längs kanten och som hålls samman genom att värmebäraren befinner sig under ett litet undertryck.

Francken (1975) har visat att en jämn och effektiv kylning av absorbatorytan kan åstadkommas genom att utforma absorbatören som ett värmerör (FIG. 3.5). Denna

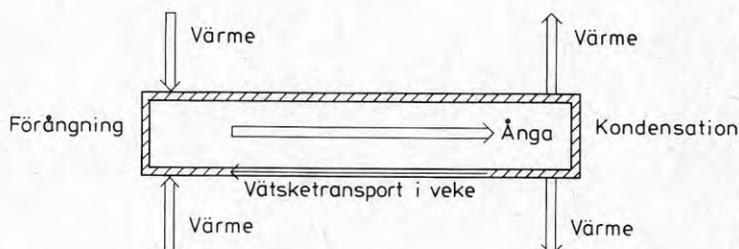


FIG. 3.5. Ett värmerör är ett slutet rör som är fyllt med en vätska med lämpligt ångtryck. Värme tas upp i rörets varma del genom att vätskan förångas, ångan drivs av tryckskillnaden till den kallare delen där den kondenserar och avger värmets. Värmetransporten sker med en mycket liten temperaturskillnad mellan varma och kalla sidan.

Återtransporten av vätskan från den kalla till den varma delen sker antingen genom en veke eller med tyngdkraften. I det senare fallet kan värmetransporten bara ske nedifrån och upp vilket är en egenskap som kan förenkla styrningen av solvärmesystemet.

konstruktion kan utformas så att värmetransporten endast kan ske i en riktning vilket underlättar styrningen av systemet. De aktuella vätskorna har låg fryspunkt varför absorbatoren inte kan skadas av låga utetemperaturer.

Glasningens transmissionsfaktor

En rad olika material såsom vanligt fönsterglas, glasfiberarmerad polyester, polykarbonat, akrylplast och flera olika plastfolier har använts som glasningsmaterial i solfångare. Glas har bättre väderbeständighet och värmetålighet än plaster och används därför i de flesta solfångarkonstruktioner. Vissa billiga plaster transmittar mer solstrålning än glas och utgör därför intressanta alternativ till glas som glasningsmaterial.

Glasningens transmissionsfaktor τ_s har stor betydelse för solfångarens effektivitet. En procents ökning i τ_s betyder ofta mer än två procents ökning av den insamlade energin (FIG. 3.6). Förutom att glasningen skall ha en hög transmissionsfaktor τ_s för solljus skall den ha ett högt värmemotstånd för att begränsa värmeförlusterna från absorbatoren vilket bl.a. ställer krav på glasningsmaterialets egenskaper för långvägig värmestrålning (behandlas nedan).

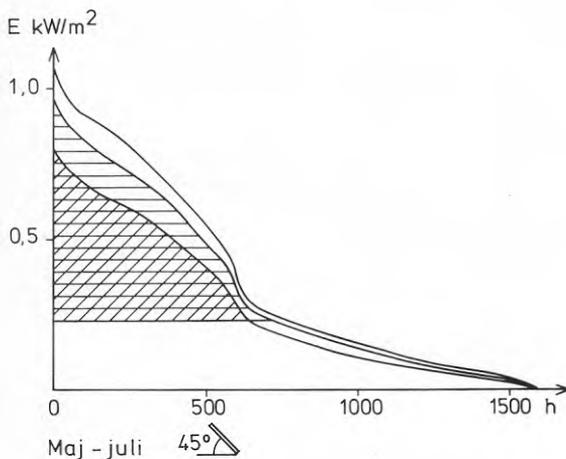


FIG. 3.6.

Mängden insamlad energi Q_n för två olika glasningar.

Antaganden:

$$\theta_u = 15^\circ\text{C}$$

$$\theta_a = 80^\circ\text{C}$$

$$k = 3 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$$

$$\text{vid } \theta_a = 20^\circ\text{C}.$$

$\overline{\tau_s}$	Q_n (kWh)
0,9	240
0,75	175

Glas

En avsevärd del av den solstrålning som träffar solfångaren förloras i glasningen. Transmissionsförlusterna i glas beror dels på reflexionen i ytorna dels på absorptionen i själva materialet (FIG. 3.7). För vinkelrätt infallande ljus reflekteras drygt 4 % i varje yta oberoende av glaskvalitet medan däremot absorptionen är beroende av de utnyttjade råvarorna. Glasets järnhalt, som ger brottytorna deras gröna färg, har stor betydelse för absorptionen inom den röda delen av solspektrum. Absorptionen i ett 3 mm tjockt fönsterglas är normalt omkring 6 % men kan vara så låg som 2 % (Goodman & Menke, 1975; Whillier, 1963) för vissa kvaliteter. Värden omkring 8-10 % förekommer också (Pandit, 1975). Den energi som absorberas i de inre skikten av en glasning höjer dessas temperatur och minskar därmed värmeflödet från absorbatoren (jfr sekundärtransmission).

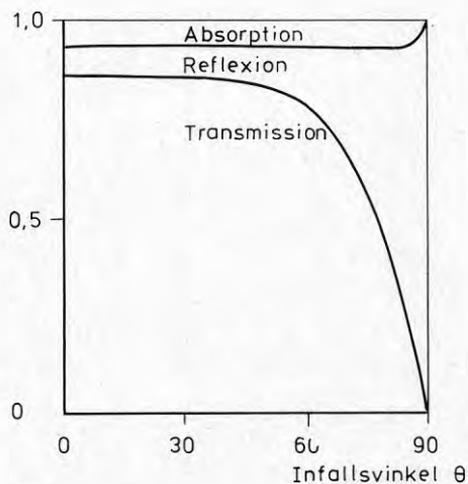


FIG. 3.7.
Transmission, reflexion och absorption för vanligt fönsterglas.

Glas med låg järnhalt finns på den amerikanska marknaden (Water white cristall glass, ASG Industries och Clearlite Fourco Glass Co.).

Reflexionsförlusterna kan minskas avsevärt genom att antireflexbehandla glasytorna. En minskning av reflexionsförlusterna i ett fönsterglas med 7 %, vilket är

praktiskt möjligt men fortfarande dyrbart, skulle innebära en förbättring av verkningsgraden med mellan 20 och 30 % för en solfångare med två glas.

Den till synes mest lovande antireflexbehandlingen av glas för solfångare framställs genom etsning enligt en metod som ursprungligen utvecklades vid RCA (RCA Magi-cote). Mar et al. (1975) har utvecklat en teknik att framställa en tvåskiktsbeläggning genom att abrupt ändra betingelserna under etsningens gång. De framställde enskikts beläggningar som minskade reflexionen från 8 % för obehandlat glas till 2 %. Med en tvåskiktsbeläggning erhöll de så låg total reflexionsfaktor för solstrålning som 0,8 % för ett glas. Utomhusexponering i solfångare under sex månader påverkade ej beläggningen däremot bröts den ned av accelerade försök med hög fuktighet och värme. I ett soluppvärmt provhus vid Colorado State University används plana solfångare med glas som antireflexbehandlas genom etsning. Flera solfångare med etsat glas och selektivt svart absorberoyta är kommersiellt tillgängliga i USA (t.ex. Lennox).

I optiska system, t.ex. kameror och kikare, antireflexbehandlas i regel alla glasytor. Dessa ytor behandlas genom påläggning av en eller flera filmer genom förångning eller sputtring. Ytorna har optiskt mycket goda egenskaper men är dyra och mekaniskt ömtåliga. En teoretisk beräkning (Hsieh & Coldeway, 1974) visar att glas med ett 0,087 μm tjockt skikt ($\lambda/4$) av MgF_2 på ytorna förbättrar transmissionen genom en glasning med två skikt från 0,73 till 0,80 för vinkelrätt infallande strålning. Transmissionsfaktorn för behandlade glas avtar långsammare med ökande infallsvinkel och vid 80 grader är transmissionsfaktorn 0,6 i stället för 0,2 för en tvåskikts glasning.

Plaster

Ett flertal olika plaster har med varierande framgång prövats i solfångare. Flertalet genomskinliga plaster är känsliga för den kortvågiga delen av solspektrum och många förstörs inom något år utomhus. Plaster är

dessutom mer eller mindre känsliga för oxidation, värme, fukt och mekaniska påkänningar. Undersökningar av väderbeständigheten hos plastfolier såsom Teflon FEP, Tedlar och väderbeständig Mylar W samt några andra har utförts i Floridas fuktiga och soliga klimat (Edlin & Willauer, 1961). Den förväntade livslängden för Teflon FEP bestämdes till 20 år motsvarande tid för Tedlar och Mylar W är 9 resp. 4 år. För polyeten, PVC och vanlig Mylar är den förväntade livslängden i detta klimat mindre än ett år. Kombinationen av fukt, värme och solstrålning i en destillationsanläggning minskar livslängden för Tedlar till 3-5 år. Även mekaniska påfrestningar av t.ex. vind kan förkorta dessa plastfoliers livslängd kraftigt. För 0,1 mm tjocka folier har följande värden på transmissionsfaktorn uppmätts (Edlin & Willauer, 1961) med vinkelrätt infallande solstrålning Teflon FEP 0,97, Tedlar 0,94 och Mylar W 0,86. Till skillnad från glas är plastfolier ofta ej helt ogenomskinliga för långvågig värmestrålning och 0,1 mm Teflon och Tedlar transmittar 20-30 % av temperaturstrålningen från en källa med rumstemperatur. Någon lämplig metod att antireflexbehandla plastfolier är inte utvecklad. Mar et al. (1975) har prövat olika metoder och uppnådde som bäst en minskning av reflexionsförlusterna från 7 % till 4-5 % genom en enkel kemisk behandling av Tedlarfilm.

Skivor av glasfiberarmerad polyester används ofta som glasningsmaterial för växthus. Polyestern är i sig känslig för UV-ljus men kan skyddas med tillsatser (Scoville, 1975) eller med en beläggning av Tedlar. Dessa produkters transmissionsfaktor är 0,85-0,90 och fabrikanterna lämnar beroende på kvalitet garanti för att denna inte skall sjunka mer än 3-10 % under 5-20 år. Transmissionsfaktorerna för dessa skivor är inte helt jämförbara med motsvarande värden för glas ty armeringen sprider en del strålning och eftersom absorptionen för svarta ytor och transmissionen för transparenta ytor avtar med infallsvinkeln innebär denna spridning att absorptionen resp. transmissionen

i följande skikt blir mindre - om inte infallsvinkeln är större än sextio grader - än den hade varit med glas.

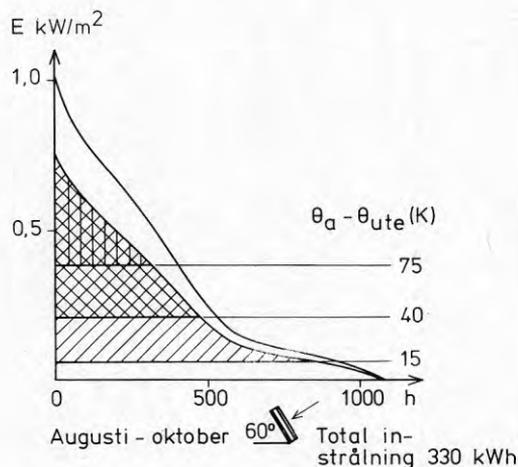
Akrylplast som är mycket väderbeständig och har hög transmissionsfaktor ($\tau_s = 90 \%$) används som glasningsmaterial i solhuset Solar One vid University of Delaware. Prov av akrylplast som exponerats utomhus i 18 år uppvisade måttlig ökning av absorptionen (3 % för 3 mm) dessutom erhöles en viss ljusspridning i ytan (Rainhart & Schimmel, 1975). Det finns dock ytbehandlingar som ger den relativt mjuka akrylplasten bättre motståndskraft mot nötning.

4 VÄRMFÖRLUSTER GENOM SOLFÅNGARENS GLASNING

Värmeförlusterna genom glasningen utgör en dominerande del av värmeförlusterna från absorbatoren. I en välgjord solfångare är värmeförlusterna genom baksida och sidor små och därför diskuteras i fortsättningen endast förlusterna genom glasningen. Det finns dock många exempel på kommersiella solfångare som brister härvidlag.

Glasningens värmemotstånd - hela värmemotståndet mellan absorbatoryta och uteluft - hos en konventionell solfångare med svartmålad absorbator och två fönsterglas är ca $0,3 \text{ m}^2\text{K/W}$ då absorbatortemperaturen $\theta_a \approx 20^\circ\text{C}$.

Med tanke på att den effekt som absorberas av absorbatoren sällan är större än 500 W/m^2 så är det uppenbart att det låga värmemotståndet hos glasningen är en väsentlig begränsning för den plana solfångarens termiska prestanda (FIG. 4.1).



$\theta_a - \theta_{ute} \text{ (K)}$	15	25	35	45	55	65	75
$Q_n \text{ (kWh)}$	195	165	140	115	90	70	50

FIG. 4.1. Diagrammet visar hur Q_n beror av temperaturskillnaden mellan absorbator och uteluft, $\theta_a - \theta_{ute}$, för en solfångare med svartmålad absorbator och två glas.

Det innebär stora konstruktiva problem att utforma en glasning som samtidigt har stort värde på både värmemotståndet och transmissionsfaktorn för solstrålning. Eftersom den senare ju har väl så stor betydelse för solfångarens effektivitet måste glasningen vara en kompromiss mellan ett stort värmemotstånd och en stor transmissionsfaktor. Ett extra glas ger högre värmemotstånd men samtidigt minskar transmissionsfaktorn. Detsamma gäller för bikakestrukturer i spalter och för värmespeglar på glasytor. Värmetransporten genom en spalt som begränsas av två plana parallella ytor vars emissionsfaktorer, $\epsilon \approx 0,9$, sker vid rumstemperatur till ungefär två tredjedelar genom strålning och till en tredjedel genom ledning och konvektion.

Först behandlas här möjligheterna att begränsa strålningsförlusterna bl.a. med selektiva ytor därefter berörs några sätt att begränsa lednings- och konvektionsförlusterna.

VÄRMEFÖRLUSTER GENOM STRÅLNING

Solfångarens egenskaper för å ena sidan den långvågiga värmestrålningen och å andra sidan solstrålningen är kopplade genom Kirchhoffs lag, som säger att vid varje temperatur, riktning och våglängd är absorptions- och emissionsfaktorerna för en yta lika stora. Samtidigt som absorbatoren i solfångaren skall absorbera så mycket solstrålning som möjligt - dvs. ha hög absorptionsfaktor för solstrålningen - skall den stråla ut så lite värmestrålning som möjligt, dvs. ha låg emissionsfaktor. För glasningen gäller på motsvarande sätt att transmissionsfaktorn för solljus skall vara stor samtidigt som reflexionsfaktorn för värmestrålningen skall vara liten.

Solens temperatur är hög ca 6000°C och solstrålningen är därför relativt kortvågig. Vid jordytan ligger den i intervallet $0,3 - 2,5 \mu\text{m}$. Värmestrålningen från ab-

sorbatorn som ju är väsentligt svalare ligger ungefär i våglängdsintervallet 3-100 μm . Värmestrålningen från absorbatoren och solstrålningen har olika egenskaper även då det gäller riktningen. En stor del av solstrålningen vid klart väder är parallell och kommer direkt från solen medan värmestrålningen från absorbatoren är i det närmaste lika stor i alla riktningar.

Dessa skillnader i egenskaper gör det möjligt att konstruera absorbatörer och glasningar som samtidigt har de önskvärda egenskaperna att ta tillvara en stor del av solstrålningen och bara stråla ut lite värmestrålning. Sådana ytor vars egenskaper varierar kraftigt med våglängd eller riktning brukar kallas selektiva.

Vi skall nu närmare analysera dessa möjligheter. Trots att ett antal förenklingar införts innehåller denna analys bitvis ett krångligt formelspråk. Analysen belyser de teoretiska möjligheterna och begränsningarna med selektiva ytor i plana solfångare men den är inte nödvändig för förståelsen av det följande.

För plana solfångare kan man betrakta energitransporten genom strålning separat, ty värmetransporten genom ledning och konvektion i en spalt som beror av begränsningsytornas geometri är oberoende av ytornas optiska egenskaper. Instrålningen mot solfångaren består dels av en kortvågig del som härrör från solen dels en långvågig del som består av värmestrålning från omgivningen. För många material ändras de optiska egenskaperna vid övergången från kortare till längre våglängder och därför är det möjligt att använda olika beteckningar för den kortvågiga och den långvågiga delen av strålningen. Vidare bortses från multipelreflexion av kortvågig strålning mellan absorbatör och glasning.

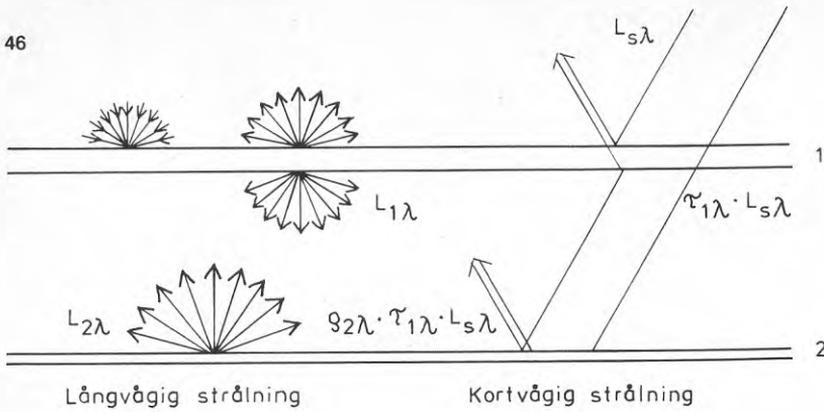


FIG. 4.2. I figuren visas schematiskt hur strålningen i solfångaren kan beskrivas med en kort- och en långvågig del.

Mot solfångaren infaller spektrala radiansen $L_{s\lambda}^1$ från solen, varav $\tau_{1\lambda} \cdot L_{s\lambda}$ transmittteras genom glasningen och träffar absorbatoren. Absorbatoren träffas dessutom av den spektrala radiansen $L_{1\lambda}$ som utgår från glasningen. Den spektrala radiansen $L_{2\lambda}$ utgår från absorbatoren och träffar glasningen. Radianserna $L_{1\lambda}$ och $L_{2\lambda}$ består huvudsakligen av värmestrålning som emitteras inom solfångaren.

Den spektrala irradiansen E_λ erhålles ur den spektrala radiansen L_λ genom integration över en halvsfär (FIG. 4.3).

$$E_\lambda = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L_\lambda(\lambda, \theta, \phi) \cos\theta \sin\theta \, d\theta \, d\phi$$

vilket i förkortad form kan skrivas

$$E_\lambda = \int_\Omega L_\lambda(\lambda, \theta, \phi) \cos\theta \, d\Omega$$

¹ Vid behandling av riktningberoende egenskaper hos solfångaren är det nödvändigt att använda den riktningberoende storheten radian L W/(m²·sr). Irradiansen E W/m² erhålls genom en integration av radian över alla riktningar. Se appendix.

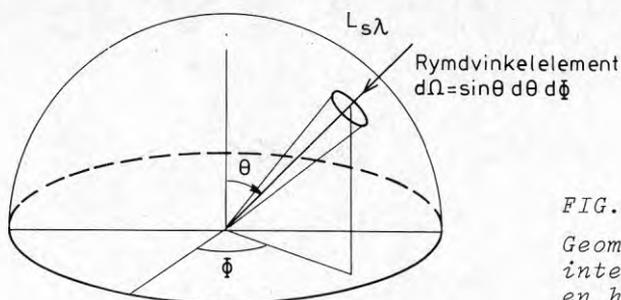


FIG. 4.3.
 Geometri vid
 integration över
 en halvsfär.

där \int_{Δ} avser integration över en halvsfär.

Den mot absorbatoren instrålade effekten per ytenhet q^+ (W/m^2) fås genom att integrera den spektrala irradian-
 sen över alla våglängder.

$$q^+ = \int_0^{\infty} E_{s\lambda} + E_{1\lambda} \, d\lambda$$

eller uttryckt i de spektrala radianserna

$$q^+ = \int_0^{\infty} \int_{\Delta} (\tau_{1\lambda} L_{s\lambda} + L_{1\lambda}) \cos\theta \, d\Omega \, d\lambda \quad (4.1)$$

Den från absorbatoren utstrålade effekten per ytenhet q^- (W/m^2) erhålls på motsvarande sätt

$$q^- = \int_0^{\infty} \int_{\Delta} (\rho_{2\lambda} \tau_{1\lambda} L_{s\lambda} + L_{2\lambda}) \cos\theta \, d\Omega \, d\lambda \quad (4.2)$$

Skillnaden $\Delta q = q^+ - q^-$ fås nu som

$$\Delta q = \int_0^{\infty} \int_{\Delta} \{(1 - \rho_{2\lambda}) \tau_{1\lambda} L_{s\lambda} - (L_{2\lambda} - L_{1\lambda})\} \cos\theta \, d\Omega \, d\lambda \quad (4.3)$$

Samtliga storheter i integranden är riktningsberoende men för att erhålla större överskådlighet har detta riktningsberoende ej angivits explicit.

De optiska egenskaperna hos glasning och absorbdatoryta skall väljas så att skillnaden Δq maximeras.

Det är komplicerat att behandla värmestrålningen mellan glasning och absorbdator då begränsningsytorna har godtyckliga optiska egenskaper. För att förenkla diskussionen behandlas några specialfall. De antaganden som behöver göras begränsar i de flesta fall inte nämnvärt resultatens giltighet. I våglängdsintervallet 3-100 μm är glas praktiskt taget ogenomskinligt och vi antar därför att transmissionfaktorn för glasningen och för absorbdatorn är noll i detta våglängdsintervall.

Värmeförlusten från absorbdatorn genom strålning kan skrivas $\Delta W = W_2 - W_1$ där W_2 betecknar den långvågiga strålningsflödestätheten (W/m^2) från absorbdatorn mot glasning och W_1 från glasningen mot absorbdatorn.

$$\Delta W = W_2 - W_1 = \int_0^{\infty} \int_{\Omega} (L_{2\lambda} - L_{1\lambda}) \cos\theta \, d\Omega \, d\lambda \quad (4.4)$$

vilket för två planparallella ytor reduceras till det bekanta uttrycket

$$\Delta W = \sigma \frac{T_2^4 - T_1^4}{\frac{1}{\epsilon_2} + \frac{1}{\epsilon_1} - 1} \text{ W/m}^2 \quad (4.5)$$

där ϵ_1 och ϵ_2 är de totala halvsfäriska emissionsfaktorerna för den inre glasningsytan resp. absorbdatorytan

T_1 och T_2 är absoluta temperaturerna på resp. ytor.

För icke-metaller har dessa emissionsfaktorer ungefär värdet 0,9. Av ekv. (4.5) framgår att det med oförändrade temperaturer finns två principiellt olika möjligheter att minska strålningsförlusterna genom spalten:

- välja en absorbdatoryta med lågt värde på emissionsfaktorn ϵ_2
- välja ett glasningsmaterial med lågt värde på emissionsfaktorn ϵ_1 .

Det är i praktiken svårt att finna ytor som både har låg emissionsfaktor ϵ_2 och lika höga absorptionsfaktorer α_s som vanliga svarta absorbdatorytor. Motsvarande gäller för glas, där det gäller att finna en yta för glaset som både har låg emissionsfaktor ϵ_1 och en transmissionsfaktor τ_s nära ett. Det är därför sällan lämpligt att i en solfångarkonstruktion kombinera material med låga värden på både ϵ_2 och ϵ_1 . Diskussionen kan därför uppdelas på två fall

- variera absorbdatorytans emissionsfaktor $\epsilon_{2\lambda}(\lambda, \theta, \phi)$ då $\epsilon_{1\lambda}(\lambda, \theta, \phi) = 1$ i våglängdsområdet 3-100 μm för glasningen
- variera glasningens emissionsfaktor $\epsilon_{1\lambda}(\lambda, \theta, \phi)$ då $\epsilon_{2\lambda}(\lambda, \theta, \phi) = 1$ i våglängdsområdet 3-100 μm för absorbdatorytan.

Strålningsselektivitet
hos absorbdatorytan

För att ytnyttja ekv. (4.3) fordras samband mellan absorptions- α , emissions- ϵ , transmissions- τ och reflektionsfaktor ρ . Absorptionsfaktorn och emissionsfaktorn är relaterade till varandra genom Kirchhoffs lag¹

$$\alpha_\lambda(\lambda, \theta, \phi, T) = \epsilon_\lambda(\lambda, \theta, \phi, T)$$

Den infallande strålningen kan absorberas, transmitteras och reflekteras. Av energiprincipen följer att

$$\alpha + \tau + \rho = 1$$

¹ I den allmänna formen av Kirchhoffs lag tas hänsyn till att α och ϵ beror av polarisationsriktningen.

Dessa samband i kombination med att absorbatoren är opak ($\tau_2 = 0$) ger

$$\Delta q = \int_0^{\infty} \int_{\Delta} \{\alpha_{2\lambda} \tau_{1\lambda} L_{s\lambda} - (L_{2\lambda} - L_{1\lambda})\} \cos\theta \, d\Omega \, d\lambda \quad (4.6)$$

I våglängdsintervallet 4-100 μm är glasningen praktiskt taget svart dvs. $\tau_{1\lambda} \approx 0$ och absorbatoren är opak dvs. $\tau_{2\lambda} = 0$ vilket medför att det långvågiga strålningsutbytet kan skrivas som

$$L_{2\lambda} - L_{1\lambda} = \sigma \epsilon_{2\lambda}(\lambda, \theta, \phi) \{L_{b\lambda}(T_2) - L_{b\lambda}(T_1)\} \quad (4.7)$$

där $L_{b\lambda}(T)$ är den spektrala radiansen från en svartkropp vid temperaturen T . Genom att utnyttja Kirchhoffs lag och insätta detta samband i ekv. (4.6) erhålls

$$\Delta q = \int_0^{\infty} \int_{\Delta} \alpha_{2\lambda}(\lambda, \theta, \phi) [\tau_{1\lambda} L_{s\lambda} - \{L_{b\lambda}(T_2) - L_{b\lambda}(T_1)\}] \cos\theta \, d\Omega \, d\lambda \quad (4.8)$$

Av Plancks strålningslag följer att

$$L_{b\lambda}(T_2) - L_{b\lambda}(T_1) > 0 \quad \text{då } T_2 > T_1$$

För att maximera Δq skall absorbatorns absorptionsfaktor väljas så att (FIG. 4.4)

$$\alpha_{\lambda}(\lambda, \theta, \phi) = 1 \quad \text{då } \tau_{1\lambda} L_{s\lambda} - \{L_{b\lambda}(T_2) - L_{b\lambda}(T_1)\} > 0$$

$$\alpha_{\lambda}(\lambda, \theta, \phi) = 0 \quad \text{då } \tau_{1\lambda} L_{s\lambda} - \{L_{b\lambda}(T_2) - L_{b\lambda}(T_1)\} < 0$$

För att finna en yta som uppfyller dessa villkor kan man utnyttja att $L_{s\lambda}(\lambda, \theta, \phi)$ och $L_{b\lambda}(T)$ vid aktuella temperaturer dels har olika riktningsberoende dels har olika våglängdsberoende. Dessa två fall skall nu diskuteras närmare.

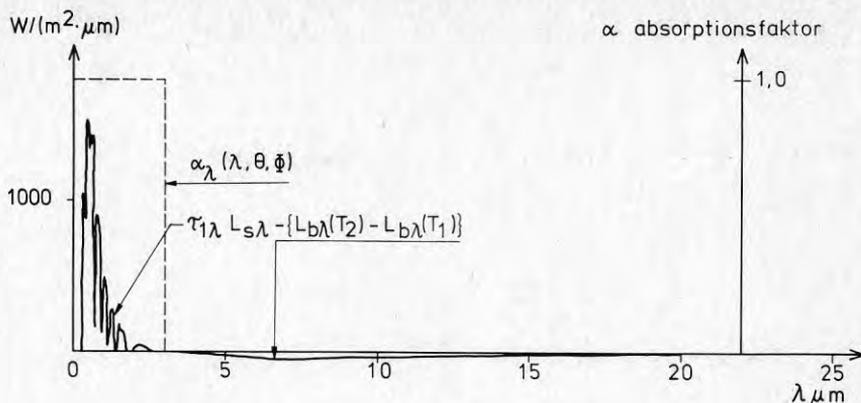


FIG. 4.4. Principfigur som visar hur $\alpha_\lambda(\lambda, \theta, \phi)$ skall variera med våglängden för att maximera Δq i ekv. (4.8).

Riktningberoende selektivitet

Solen rör sig över en begränsad del av himlavalvet (FIG. 4.5). Vid klart väder är därför radiansen $L_{s\lambda}(\lambda, \theta, \phi)$ kraftigt riktningberoende medan radiansen $L_{b\lambda}(T)$ är lika stor i alla riktningar. För en idealt riktningselektiv absorbtoryta gäller att

$$\alpha_\lambda(\lambda, \theta, \phi) = 1 \quad \text{för den riktning som ges av solen}$$

och att

$$\alpha_\lambda(\lambda, \theta, \phi) = 0 \quad \text{för övriga riktningar.}$$

En sådan yta måste på något vis följa solen. Inga verkliga ytor har tillnärmelsevis en absorptionsfaktor med ett sådant idealt riktningberoende. Vid låga absorbtortemperaturer är strålningsförlusterna mindre än den diffusa himmelsstrålningen varför riktningberoendet hos instrålningen inte kan utnyttjas.

Vissa försök att ge fasta ytor riktningselektivitet har gjorts. Hollands (1963) har visat teoretiskt att en fast monterad yta med en total riktad absorptions-

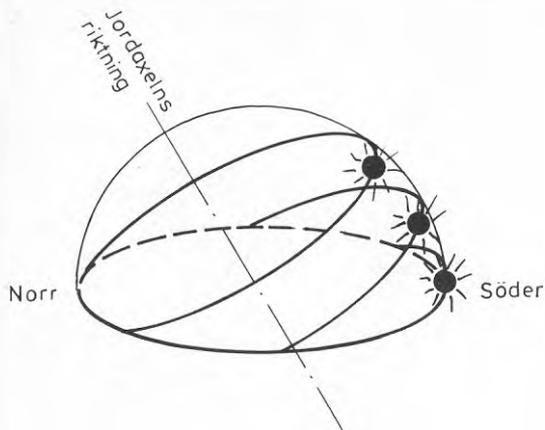


FIG. 4.5.

Solens rörelse
över himlavalvet
vid olika tider
på året.

faktor $\alpha(\theta, \phi)$ enligt FIG. 4.6 absorberar all direkt solstrålning under minst tre timmar före och efter klockan tolv under hela året och har en effektiv absorptionsfaktor¹ $\alpha_{\text{eff}} = 0,97$ för direkt solstrålning räknat över hela året och en halvsfärisk emissionsfaktor $\epsilon = 0,54$. Motsvarande värden för en yta som fungerar endera under sommar- eller vinterhalvåret är $\alpha_{\text{eff}} = 0,97$ och $\epsilon = 0,28$. Hollands (1963) beskriver även en V-korrugerad yta som kombinerar våglängd- och riktningsselektivitet. Genom att V-korrugera en yta vars absorp-

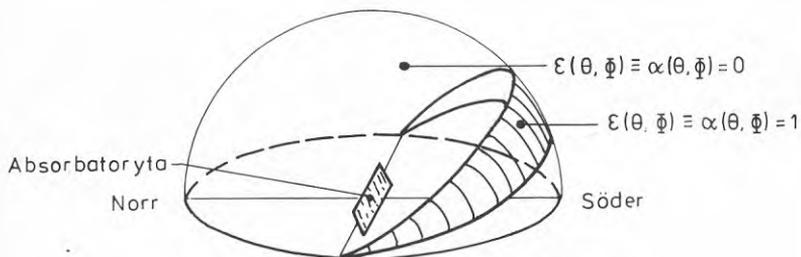


FIG. 4.6. Riktningsselektiv absorbatoryta.

$$^1 \alpha_{\text{eff}} = \frac{\int_{\text{period}} \int_{\Omega} \alpha(\theta, \phi) L_s(\theta, \phi) \cos \theta \, d\Omega \, dt}{\int_{\text{period}} \int_{\Omega} L_s(\theta, \phi) \cos \theta \, d\Omega \, dt}$$

$$/ \int_{\text{period}} \int_{\Omega} L_s(\theta, \phi) \cos \theta \, d\Omega \, dt$$

där $L_s(\theta, \phi)$ avser den direkta solstrålningen.

tionsfaktor $\alpha_\lambda(\lambda, \theta, \phi) = \text{konst} \ll 1$ erhålls en riktningssektiv yta. Merparten av den solstrålning som träffar den V-korrugerade ytan i FIG. 4.7 reflekteras mer än en gång och därmed erhålls en effektiv absorption som är väsentligt större än den plana ytans absorption. Naturligtvis ökar även den halvsfäriska emissionsfaktorn ϵ . Men denna ökning är procentuellt något mindre än ökningen av den totala ytan.

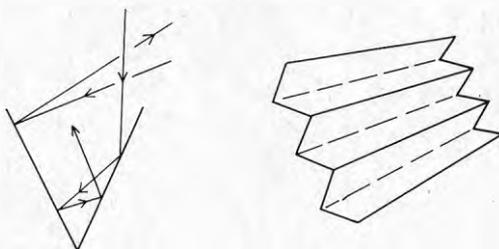


FIG. 4.7. *Genom att korrugera en yta enligt figuren erhålls en hög effektiv absorptionsfaktor eftersom en stor del av det reflekterade ljuset träffar ytan ånyo.*

Bättre effekt erhålls genom att V-korrugera en selektivt svart yta med måttlig absorptionsfaktor och låg emissionsfaktor (Tabor, 1967). Däremot uppnås naturligtvis ingen förbättring genom att V-korrugera en yta som från början har hög absorptionsfaktor. Hur stor förbättring som kan erhållas genom att V-korrugera en yta beror bl.a. på hur ytan reflekterar. Christie (1970) har med en integrerande sfär mätt upp den effektiva absorptionsfaktorn för riktad strålning för en V-korrugerad yta med öppningsvinkeln 62 grader. Han använde en yta av kopparoxid på koppar med absorptionsfaktorn $\alpha = 0,78$. Enligt Hollands (1963) beräkningar är den effektiva absorptionsfaktorn $\alpha_{\text{eff}} = 0,99$ för en speglande yta med den aktuella geometriska utformningen. Christie (1970) uppmätte $\alpha_{\text{eff}} = 0,94$ vilket beror på att den ytan till en del reflekterar diffust. Vid jämförelse mellan pla-

na och V-korrugerade absorbatorytor är det viktigt att ta hänsyn till att V-korrugeringen i allmänhet ökar värmeförlusterna genom konvektion i spalten. Nära ideal riktningssелеktivitet kan uppnås med kraftigt koncentrerande solfångare såsom t.ex. solugnen i Odeillo i Pyrenéerna. Sådana solfångare kan ge höga temperaturer ($\sim 3000^{\circ}\text{C}$) men måste följa solens gång mycket exakt.

Det finns koncentrerande solfångare med låg koncentrationsfaktor, omkring tre, som utnyttjar en del av den diffusa solstrålningen och vars orientering bara behöver justeras med årstiden (FIG. 4.9). (Tabor, 1956b.) Eftersom absorbatorytan i en koncentrerande solfångare är mindre än solfångarytan är värmeförlusterna genom ledning och konvektion också mindre än i en plan solfångare med samma arbetstemperatur. Koncentrerande solfångare är därför överlägsna de plana vid höga arbetstemperaturer. Koncentrerande solfångare ligger dock utanför ämnet för denna skrift varför vi inte skall fördjupa oss i den tekniken.

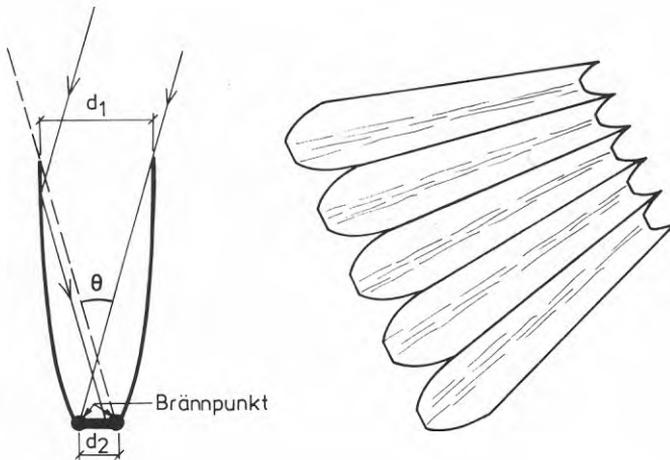


FIG. 4.8.

Winston (1974) och (1975) har föreslagit en rännformad koncentrerande solfångare som är sammansatt av två reflekterande paraboliska ytor och en absorbatör mellan de två reflektorytornas brännpunkter.

Han har visat att denna konstruktion ger den teoretiskt största koncentrationsfaktorn d_1/d_2 för en given öppningsvinkel θ och att sambandet mellan dessa ges av $d_1/d_2 = 1/\sin\theta$.

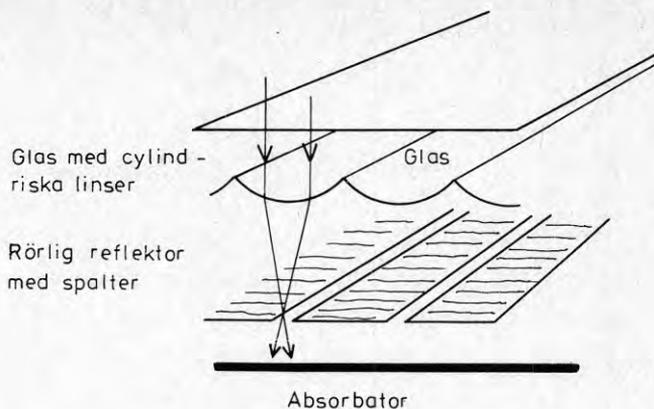


FIG. 4.9. Principskiss på Solartrap som den föreslogs av Tabor (1956). Den rörliga metallreflektorn hindrar utstrålningen från absorbatorn. Reflektorn flyttas i sidled så att bilden av solen alltid faller på spalten.

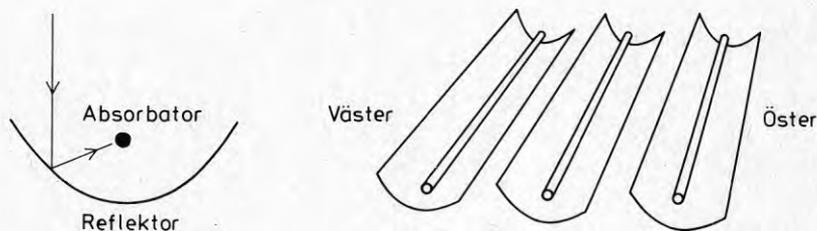


FIG. 4.10. Den vanligaste typen av rännformad koncentrerande solfångare består av en parabolisk reflektor med en värmeisolerad absorbator i fokus.

Våglängdsberoende selektivitet

Vi söker en yta som optimerar den totala strålningsbalansen såsom den beskrivs i ekv. (4.3). Tidigare konstaterades att det är teoretiskt möjligt att utnyttja dels strålningens riktningsberoende dels dess våglängdsberoende. I föregående stycke såg vi att strålningens riktningsberoende kan utnyttjas för att åstadkomma höga temperaturer med koncentrerande solfångare, men att riktningsberoende är svårt att ut-

nyttja i plana solfångare vid låga temperaturer. Vi skall nu närmare betrakta möjligheterna att utnyttja strålningens våglängdsberoende.

Utanför jordatmosfären ligger som sagt merparten av solstrålningen i våglängdsintervallet 0,2-3 μm . I atmosfären absorberas främst de kortaste och längsta våglängderna och solstrålningen som når markytan ligger i våglängdsområdet 0,3-2,5 μm (FIG. 4.11a). I FIG. 4.11b visas våglängdsberoendet hos svartkroppsstrålning för olika temperaturer. Absoluta temperaturen hos absorbatoren och glasningen i plana solfångare är normalt lägre än 350 K vilket medför att mer än 99 % av temperaturstrålningen som emitteras inom solfångaren har större våglängd än 4 μm . Överlappningen på våglängdsskalan mellan denna temperaturstrålning och solstrålningen är alltså i det närmaste obefintlig. Teoretiskt är det därför möjligt att för plana solfångare framställa en yta som oberoende av riktning absorberar all solstrålning samtidigt som den praktiskt taget inte emitterar någon temperaturstrålning.

En sådan ytas absorptionsfaktor skall uppfylla följande villkor

$$\alpha_{\lambda}(\lambda, \theta, \phi) = 1 \quad \text{då } \lambda < \lambda_c$$

$$\alpha_{\lambda}(\lambda, \theta, \phi) = 0 \quad \text{då } \lambda > \lambda_c$$

där gränsvåglängden $\lambda_c \approx 3 \mu\text{m}$.

Av FIG. 4.11b framgår det att valet av gränsvåglängden λ_c inte är kritiskt för de temperaturer som är aktuella i plana solfångare. Detta förhållande medför att det är ändamålsenligt att använda följande beteckningar

$$\alpha_s = \text{absorptionsfaktorn för solstrålning}$$

$$\alpha_{sN} = \text{absorptionsfaktorn för vinkelrätt infallande solstrålning}$$

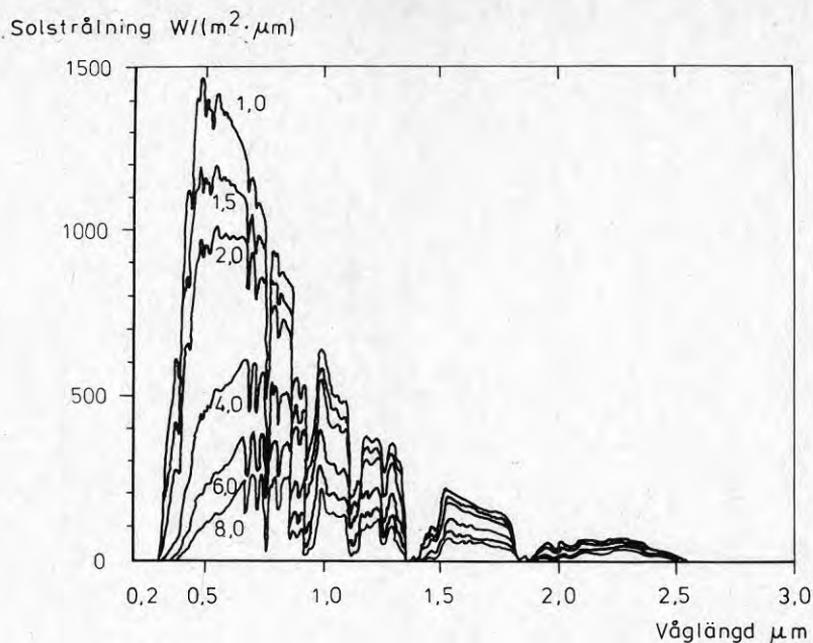


FIG. 4.11a. Solstrålningens spektralfördelning vid havets nivå för olika värden på luftmassan m , som är strålningens relativa våglängd genom atmosfären ($m = 1/\sin(h)$ där $h = \text{solhöjden}$) vid lufttrycket 760 mm Hg

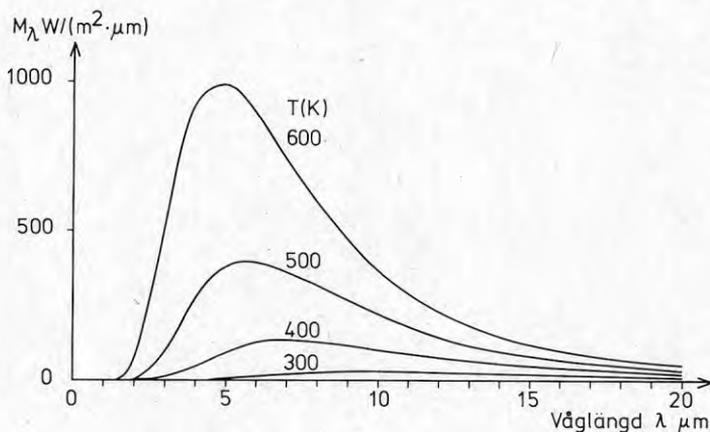


FIG. 4.11b. Spektralfördelningen - enligt Plancks lag - hos temperaturstrålningen från en svart kropp med temperaturen $T(K)$.

ϵ = totala halvsfäriska emissionsfaktorn vid ca 350 K (77°C). För att framhålla temperaturberoendet och att det är absorbatoren som avses, utnyttjas beteckningen $\epsilon_2(T)$.

Då temperaturen på absorbatorytan höjs förskjuts spektret mot kortare våglängder och därmed ställs högre krav på gränsvåglängdens λ_c värde och på ett snabbt omslag från hög absorption till låg absorption (FIG. 4.11b).

I vid bemärkelse är alla ytor selektiva - deras absorptionsfaktor beror av våglängden. I FIG. 4.12 ges några exempel på absorptionsfaktorer för naturliga ytor. Koppar och zink har den typ av selektivitet som är önskvärd i solfångare. Zinks absorptionsfaktor för solstrålning är 0,5 och dess totala halvsfäriska emissionsfaktor ϵ vid aktuella temperaturer är 0,05. Relativt en svartmålad yta med $\alpha_s = 0,95$ och $\epsilon = 0,9$ uppvägs inte zinks låga absorptionsfaktor av dess gynnsamma värde på emissionsfaktorn. En jämförelse mellan olika selektivt svarta ytor kan göras med utgångspunkt från solfångarens nyttiga effekt q_n .

$$q_n = F' \{ \alpha_s \tau_s E - \epsilon_2 \sigma (T_2^4 - T_1^4) - q_k \} \quad (4.9)$$

där glasningens emissionsfaktor $\epsilon_1 \approx 1$ och där q_k = värmeförlusterna genom ledning och konvektion.

Genom att differentiera q_n med avseende på α_s och ϵ_2 erhålls

$$\Delta q_n = F' \tau E \Delta \alpha_s - F' \sigma (T_2^4 - T_1^4) \Delta \epsilon_2 \quad (4.10)$$

villkoret $\Delta q_n > 0$ medför att

$$\Delta \alpha_s - \frac{\sigma (T_2^4 - T_1^4)}{\tau E} \Delta \epsilon_2 > 0 \quad (4.11)$$

Faktorn $\frac{\sigma(T_2^4 - T_1^4)}{\tau E}$ beror på värmebärarens temperatur - dvs. på hela solvärmesystemet - på omgivningens temperatur, på solinstrålningen och glasningens transmissionsfaktor. En optimering av ytans egenskaper är alltså relativt komplicerad. För de flesta driftsfall gäller dock att

$$0,5 > \frac{\sigma(T_2^4 - T_1^4)}{\tau E} > 0,2 \quad (4.12)$$

En minskning av emissionsfaktorn från 0,15 till 0,05 uppväger alltså inte alltid en samtidig minskning av absorptionsfaktorn med fem hundradelar. Denna metod ger bara en grov uppfattning om den relativa betydelsen av förändringar i α_s och ϵ_2 . En noggrannare utvärdering av olika selektivt svarta ytor måste ta hänsyn till hela solvärmesystemet, värmeförbrukningen och klimatet.

Normal absorptionsfaktor α_{sN}

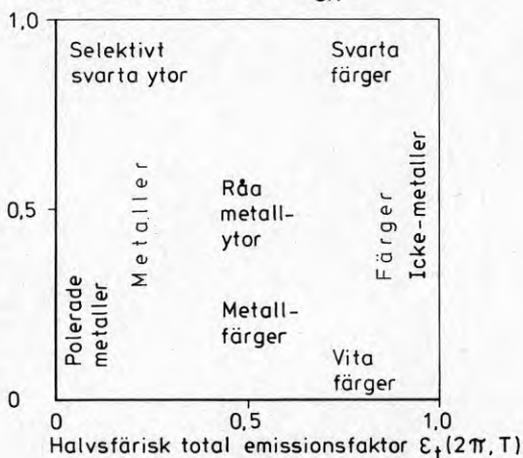


FIG. 4.12.

Värden på den halvsfäriska totala emissionsfaktorn ϵ samt absorptionsfaktorn för vinkelrätt infallande strålning, α_{sN} , för olika typer av ytor. Bearbetad efter Touloukain (1972).

Några typer av selektivt svarta ytor

Det finns naturliga ytor som är selektivt svarta - zink och koppar är två exempel - men de har alla en alltför låg absorptionsfaktor för att vara intressanta som ab-

sorbatorytor i plana solfångare. I litteraturen är en mångfald olika selektivt svarta ytor med hög absorptionsfaktor beskrivna och många av dessa har utnyttjats praktiskt i plana solfångare.

En rad olika fysikaliska fenomen ger upphov till våglängdsselektiva egenskaper och vi skall beröra några av dessa innan vi behandlar de selektivt svarta ytor som använts oftast i plana solfångare.

Skikt av halvledande material
på en reflekterande metallyta

Ett av de vanligaste sätten att åstadkomma en selektivt svart yta är att kombinera en reflekterande metallyta med ett material som absorberar solstrålning och transmitterar strålning med längre våglängder. Principen för ett sådant system framgår av FIG. 4.13.

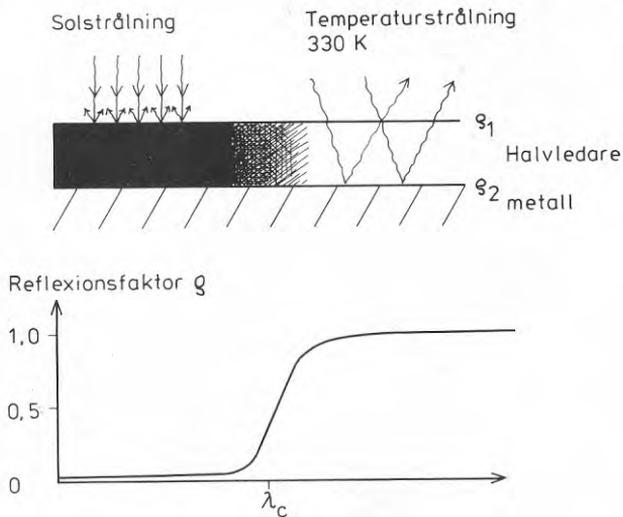


FIG. 4.13. En selektivt svart yta bestående av ett halvledarskikt på en reflekterande metallyta. Denna ytas selektiva egenskaper beror på att

- strålning med kortare våglängd λ än gränsvåglängden λ_c absorberas i halvledarskiktet
- strålning med längre våglängd λ än gränsvåglängden λ_c reflekteras i metallytan ty för dessa våglängder är halvledarskiktet genomskinligt.

Ett tunt, homogent skikt av en ren halvledare ovanpå en reflekterande metall yta ger en yta med hög selektivitet och omslaget från hög till låg absorption sker inom ett litet våglängdsintervall. Selektiviteten minskar dock med ökande föroreningshalt, tjocklek och inhomogenitet hos halvledarskiktet.

Reflexionsfaktorn ρ för systemet ges - om interferensfenomen kan försummas av

$$\rho = \rho_1 + \frac{\rho_2(1-\rho_1)^2 \exp(-2ad)}{1-\rho_1\rho_2 \exp(-2ad)} \quad (4.13)$$

där ρ_1 och ρ_2 = reflexionsfaktorerna för ytorna luft - halvledare resp. halvledare-metall
 a = halvledarens absorptionskoefficient
 d = skiktets tjocklek.

För solljus är a stor och ekv. (4.13) reduceras därmed till

$$\rho = \rho_1$$

Brytningsindex för vissa halvledare är relativt högt för synligt ljus vilket medför en oförmånligt stor reflexion av solstrålning vid absorbdatorytan. Reflexionsfaktorn för t.ex. kisel är av storleksordningen 0,3-0,4. Om en sådan yta kompletteras med en lämplig antireflexbehandling erhålls en absorbdatoryta med goda optiska egenskaper (Seraphin, 1973; Meinel & Meinel, 1972 samt 1976).

Solenergisystem som arbetar vid höga temperaturer ställer betydligt större krav än system för husuppvärmning på den selektivt svarta ytan. Spektrat hos absorbdatorytans strålning förskjuts mot kortare våglängder vilket medför att gränsvåglängden måste väljas med större omsorg och att absorptionsfaktorerna omslag från höga till

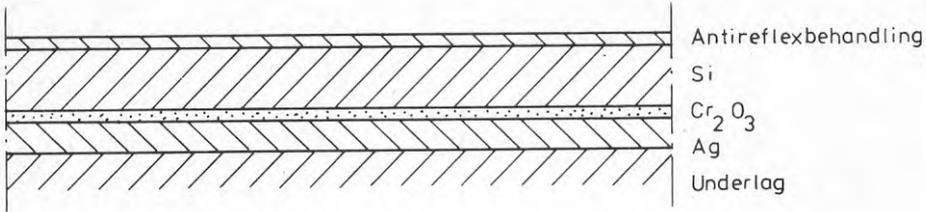


FIG. 4.14. Exempel på en selektivt svart absorbyta uppbyggd kring ett kiselskikt (Seraphin, 1973).

låga värden måste ske inom ett mindre våglängdsintervall. Den högre temperaturen innebär även större kemiska och fysikaliska påfrestningar på ytan och beständigheten är därför ett problem för sådana absorbytor.

Något om halvledare

Elektronerna i en halvledare är bundna till atomerna och det fordras ett visst energitillskott till de svagast bundna elektronerna, valenselektronerna, för att dessa skall kunna röra sig så att halvledaren blir elektriskt ledande.

Detta kan illustreras i ett energidiagram (FIG. 4.15) där elektronernas energi är avsatt på den vertikala axeln. Valensbandet motsvarar energin hos valenselektronerna och ledningsbandet motsvarar energin hos elektroner som är rörliga i materialet. Inga elektroner vars energi ligger i bandgapet, intervallet E_g mellan valens och ledningsband, kan existera i halvledaren.

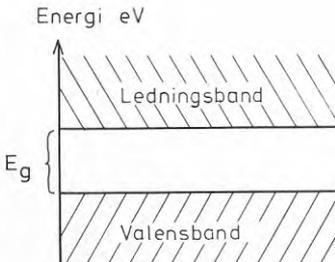


FIG. 4.15. Energidiagram för halvledare.

När en foton absorberas i en halvledare överförs fotonens energi till en valenselektron som därvid lyfts upp i ett högre energiband, som i en ren halvledare är ledningsbandet. När en halvledare dopas (dvs. en låg koncentration av ett främmande ämne tillsätts) bildas energiband i energigapet. Fotoner med lägre energi kan då absorberas i en process som lyfter elektroner till detta energiband.

Sannolikheten att en foton vars energi är större än halvledarens bandgap E_g skall absorberas i halvledaren är stor. För fotoner med mindre energi än bandgapet är däremot sannolikheten för absorption liten (FIG. 4.16). En halvledare är därför opak för strålning vars våglängd är kortare än en viss gränsvåglängd λ_c och genomskinlig för strålning med längre våglängd. Gränsvåglängdens beroende av bandgapet ges av

$$\lambda_c = \frac{h \cdot c}{E_g} \quad (4.14)$$

där h = Plancks konstant

c = ljushastigheten.

TAB. 4.1. Värdena hos bandgapet mellan valens- och ledningsbandet för några halvledare vid rumstemperatur. Kittel (1968).

Kristall	E_g eV	λ_c μm
Si	1,14	1,09
Ge	0,67	1,85
PbS	0,34-0,37	3,5
Cu_2O	2,1	0,59

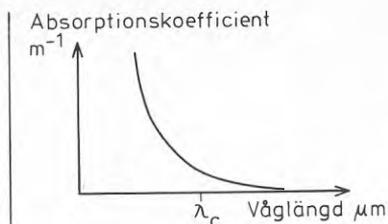


FIG. 4.16.

Absorptionskoefficienten våglängdsberoende för ett halvledarmaterial.

Tunnsfilmsteknik

Tunnsfilmssystem är uppbyggda av tunna skikt av dielektriska och metaller. Systemens optiska egenskaper beror på interferens mellan strålning som reflekteras i olika gränssytor (FIG. 4.17). När det infallande ljusets våglängd och riktning ligger inom begränsade intervall är det möjligt att framställa optiska filter med nästan godtyckliga optiska egenskaper. Däremot är det svårt att åstadkomma ett filter med önskade egenskaper inom hela våglängdsintervallet 0,4-40 μm och för alla infallsriktningar. Det är dessutom svårt att hitta optiskt lämpliga materialkombinationer som är stabila vid förhöjd arbetstemperatur. Systemen innehåller ofta många skikt och eftersom kraven på ytor och tjocklek är stora blir tillverkningskostanden hög.

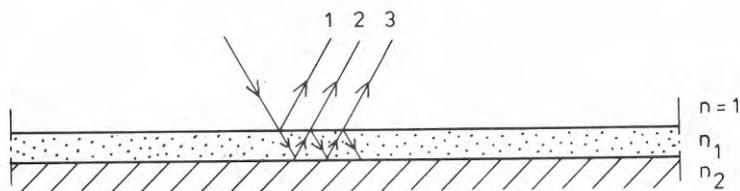


FIG. 4.17. En antireflexbehandling bestående av ett skikt ovanpå underlaget är ett enkelt exempel på ett tunnsfilmssystem. En del av den infallande strålen transmitteras en del reflekteras. Den reflekterade strålen sammansätts av olika bidrag som genom successiv reflexion har tillryggalagt olika våglängd och därför när de lämnar skiktet är färförskjutna relativt varandra. Genom att välja lämpliga värden på brytningsindex och tjocklekar hos skikten är det möjligt att genom destruktiv interferens utsläcka den reflekterade strålningen.

I plana solfångare kan denna teknik användas dels för att öka absorptionen hos absorbatörer av halvledare med högt brytningsindex dels för att minska reflexionen hos solfångarens glasning.

Selektivitet p.g.a. spridning

Spridning av strålning är ett fenomen som är sammansatt av transmission, reflexion och diffraktion. Spridningen kring en partikel som är ungefär en ljusvåglängd i diameter är kraftigt våglängdsberoende. Långa våglängder sprids mindre än kortare våglängder, men de längre våglängderna sprids i större utsträckning bakåt. Detta fenomen kan utnyttjas vid framställningen av absorbatorytor. Det finns en teori uppställd av Mie som beskriver hur strålning sprids av en enstaka sfärisk partikel med godtyckliga optiska egenskaper. Spridningen i ett skikt av partiklar som är inbäddade i ett genomskinligt bindemedel är mycket mer komplicerad, men då avståndet mellan partiklarna uppgår till några diametrar beskrivs egenskaperna relativt väl av Mies teori (Cox, 1965). Ett tunt skikt av partiklar bestående av sot eller vissa metalloxider absorberar kraftigt i det synliga området medan längre våglängder till stor del transmitteras (Kozyrev & Vershinin, 1959). Genom att lägga ett sådant skikt på en polerad metall-yta erhålls en selektivt svart absorbatoryta. Porösa skikt bestående av metallkristalliter inbäddade i en oxid kan framställas genom vacuumförångning av metaller i närvaro av syre. Ett sådant skikt av guld och volframoxid på en polerad metall ger en selektivt svart yta med $\alpha_s = 0,9$ och $\epsilon = 0,1$ (Harris & Beasley, 1952 och Mc Kenzie, 1975). Liknande ytor kan framställas även med andra metaller (Harding, 1975a och 1975b).

Plana homogena skikt av halvledare på metaller ger som beskrivits tidigare selektivt svarta ytor som har relativt hög reflexionsfaktor för solstrålning. Ett alternativ till vanlig antireflexbehandling av ytan

är att i stället utnyttja spridningseffekterna som uppstår om halvledarskiktet är poröst. Hottel & Unger (1959) framställde ett skikt av kopparoxidpartiklar på högreflekterande aluminiumplåt, vilket gav en god selektivt svart absorptor med $\alpha_s = 0,93$ och $\epsilon (80^\circ\text{C}) = 0,11$. Ett homogent skikt av kopparoxid på en reflekterande yta ger en selektivt svart yta p.g.a. kopparoxidens halvledande egenskaper men denna ytas absorptionsfaktor är i allmänhet 10 % lägre.



FIG. 4.18.

Intuitiv bild av spridningen i en skrovlig yta.

Williams et al. (1963) har visat att ett poröst skikt av ca $0,1 \mu\text{m}$ stora PbS-kristaller bundna med silikon reflekterar mindre än 10 % av solstrålningen trots att ett homogent skikt av PbS har en reflexionsfaktor på 0,35. Deras yta hade $\epsilon = 0,2-0,3$. Liknande resultat har erhållits med kisel (Warren, 1974).

Spridningseffekten medför att homogena material med lämpliga ytstrukturer har selektivt svarta egenskaper. Om ojämnheter i ytan är stora jämfört med våglängden reflekteras en stor del av strålningen flera gånger i ytan, vilket gör att absorptionen ökar. Ojämnheter som är små relativt våglängden påverkar däremot absorptionen endast obetydligt. För att absorptionen skall öka p.g.a. ojämnheter i ytan fordras att den inre absorptionen är så stor att transmissionen är liten genom ett skikt av materialet vars tjocklek är av samma storleksordning som ojämnheter (Cox, 1965).

Santala & Sabol (1976) har framställt och undersökt olika porösa selektivt svarta ytor bestående av olika föreningar mellan järn, krom, nickel och aluminium (CrAl , NiAl och Fe_2Al_5). Det bästa resultatet

$\{\alpha_s \approx 0,95, \epsilon (20^\circ\text{C}) \approx 0,3\}$ uppnåddes med NiAl som framställdes genom att ca 20 μm Al på Ni upphettades i reducerande atmosfär till ca 700°C under 15-60 min. Exponering i plana solfångare under nio månader gav ingen synlig förändring av NiAl-ytan. En porös selektivt svart yta kan även framställas genom anodisering av aluminium. Horwitz (1974, 1975), som arbetat teoretiskt och praktiskt med ytstrukturer, har bl.a. visat att en lämplig ytstruktur på ren koppar kan ge en absorptionsfaktor för solstrålning på över 0,9 samtidigt som den totala emissionsfaktorn vid 200°C är mindre än 0,1. Porösa ytor framställda av fin rostfri tråd har liknande egenskaper ($\alpha_s \approx 0,8, \epsilon \approx 0,3$) (Irvine et al., 1958).

Några praktiskt utnyttjade selektivt svarta ytor

Solen som energikälla har först efter oljekrisen ägnats något större intresse och bara i några få länder med riklig tillgång till sol har man tidigare använt solvärme då till varmvattenberedning. Mot den bakgrunden är det naturligt att det först nu sker en mer omfattande satsning på teknisk utveckling av solfångare och att den praktiska erfarenheten av solvärmeteknik fortfarande är begränsad. Det är endast i Australien och Israel som selektivt svarta ytor har utnyttjats i solfångare under någon längre tid varför erfarenheten av selektivt svarta ytors beständighet i praktisk drift är relativt liten. Nedan beskrivs några selektivt svarta ytor som i dag bedöms lämpade som absorberatorer i plana solfångare. Flertalet av dessa ytor består av en svart absorberande beläggning av ett halvledande material ovanpå en reflekterande metallyta. Dessutom utnyttjas ofta någon av de andra effekterna för att ytterligare förbättra ytans egenskaper.

Tjockleken hos den absorberande beläggningen påverkar den selektivt svarta ytans strålningsfysikaliska egenskaper kraftigt. En tjockare beläggning ger högre absorption av värmestrålning, vilket är positivt, men

också större emission av värmestrålning, vilket är negativt. Omvänt gäller att en tunnare beläggning ger både lägre absorption och emission. Det är alltså viktigt att välja ett optimalt värde på beläggnings tjocklek, vilket i allmänhet medför att beläggningsen blir så tunn att den inte alls skyddar den underliggande metallytan mot korrosion. Därför måste kombinationen beläggning metallyta väljas med tanke på beständigheten. På metallytan ställs dessutom kravet att emissionsfaktorn för värmestrålning är mycket låg.

Mar et al. (1975) har genomfört en omfattande undersökning av optiska egenskaper och beständighet hos ett antal selektivt svarta ytor såsom black nickel, svartkromat, kopparoxid och järnoxid samt olika färger. De erhöll de bästa optiska egenskaperna hos black nickel men svartkromat på nickel ger i det närmaste lika goda egenskaper samtidigt som denna yta uppvisade den i särklass bästa beständigheten.

Black nickel

Tabor presenterade i en rapport 1956 ett antal selektivt svarta ytor och påvisade samtidigt de teoretiska fördelar som användningen av dessa medför i solvärmsystem. Ett omfattande arbete med dessa ytor genomfördes därefter i Israel under Tabors ledning (Tabor et al., 1961; Tabor, 1956a; 1964).

En rad ytor prövades men arbetet koncentrerades till black nickel som är ett komplex av nickel, zink, sulfider och oxider. Denna beläggning fälls i en enkel elektrolytisk process ut på en speglade metallyta, som kan bestå av nickel eller zink. Absorptionen av solstrålning i beläggningsen är inte fullständig och med en blank metallyta som bas uppkommer tydliga interferensfenomen. Genom att avpassa skiktjockleken (0,025-0,1 μm) så att destruktiv interferens uppkommer kan detta emellertid utnyttjas för att öka absorptionsfaktorn. En annan intressant upptäckt var att skikt med olika sammansättning och brytningsindex kan framställas ur

samma bad genom att variera strömstyrkan. Med en absorbtoryta bestående av två sådana skikt kan den destruktiva interferensen utsträckas över ett större våglängdsområde vilket ger en något ökad absorption (TAB. 4.2).

TAB. 4.2. *Absorptions- och emissionsfaktor för absorbtorytor med black nickel.*

Absorbatorytal ¹	Absorptionsfaktor α_N^2	Emissionsfaktor ϵ	Källa
Bn Ni	0,89	0,05-0,10	Edwards, 1962; Tabor, 1967
Bn Bn Ni	0,91	0,05-0,10	Edwards, 1962; Tabor, 1967
Bn Ni Bn Ni	0,94	0,10	Edwards, 1962; Tabor, 1967
Bn Zn	0,88	0,15	Miromit kommer- siell
Bn Ni	0,88	0,11	Pettit & Sowell, 1975
Bn Ni	0,92	0,06	NASA, 1973
Bn Bn Ni	0,95	0,07	Mar et al., 1975

¹ Absorbatorytan är uppbyggd av en följd av skikt som anges räknat utifrån och in mot absorbtorn. Bn = black nickel, Ni = nickel, Zn = zink. Bn Zn betecknar alltså ett skikt av black nickel på zink.

² Absorptionsfaktorn α_N avser vinkelrätt infallande solljus.

Arbeten med black nickel har senare utförts även av andra (Riordan, 1958; NASA, 1973; Pettit & Sowell, 1975 och Mar et al., 1975).

I Israel där solvärme används i relativt stor omfattning för varmvattenberedning har solfångare med selektivt svart absorbtoryta tillverkats sedan början av 1960-talet. De beläggningar som används för selektivt svarta ytor är mycket tunna (black nickel 0,1 μm) och

skyddar därför inte underliggande material mot korrosion. Därför måste inte bara beläggningen utan även basmaterialet vara kemiskt och termiskt stabilt. Ytans optiska egenskaper är mycket känsliga för korrosion på basmaterialet och förändringar i beläggningen. Black nickel på zink och nickel tål fukt och aktuella temperaturer men är känslig för UV-strålning (Pettit & Sowell, 1975) och vatten (Tabor, 1967).

Detta medför att dylika ytor i en plan solfångare är beständiga bara om kondensation och dropp på absorbatoren kan undvikas.

Kopparoxid på koppar

Selektivt svarta ytor som består av envärd kopparoxid på koppar kan framställas genom doppning av en kopparplåt i ett oxiderande bad (Close, 1962). Denna yta är enkel att framställa och billig men kopparoxiden är inte beständig vid de högsta temperaturer som kan uppstå i en plan okyld solfångare och ytan är dessutom fuktkänslig (Mar et al., 1975). I Australien tillverkas trots detta solfångare av koppar med kopparoxid som absorbatoryta. 1975 var omkring 10 000 anläggningar i drift och absorbatorytan uppges ha god livslängd (Sheridan, 1975). Selektiviteten hos ytan är relativt låg i förhållande till de bästa selektivt svarta ytorna. Några värden ges i nedanstående tabell.

TAB. 4.3. Absorptions- och emissionsfaktor för absorbatorytor med kopparoxid.

Absorbatoryta	Absorptionsfaktor α_N	Emissionsfaktor ϵ	Källa
Kopparoxid på koppar	0,79	0,05	Close, 1962
"	0,90	0,20	"
"	0,88	0,15	Mar et al., 1975

Svartkromat

Svartkromatering som är en ofta använd metod för dekorativ ytbehandling ger en tålig djupsvart yta med låg inre absorption av IR-strålning. Med en sådan process som utgångspunkt har en selektivt svart yta, som består av svartkromat på nickel, framtagits vid NASA LRC. Sådana ytor som tillverkades i en kommersiell process gav en absorptionsfaktor för solstrålning $\alpha_N = 0,87$ och en emissionsfaktor ϵ (120°C) = $0,09$ (Mc Donald, 1974a). Genom att byta ut den blanka nickelytan mot en rå nickelyta med ojämnheter av samma storleksordning som en ljusvåglängd har absorptionsfaktorn kunnat höjas till $0,93$ utan att emissionsfaktorn påverkas nämnvärt (Mc Donald, 1974b). Pettit & Sowell (1975) har visat att absorptionsfaktorn $\alpha(\theta, \Phi)$ för denna yta avtar långsamt med ökande infallsvinkel. För svartkromat på blank nickel är kvoten mellan absorptionsfaktorn vid 75 graders infallsvinkel och normalt infall $0,78$ medan motsvarande värde för svartkromat på en rå nickelyta är $0,92$.

Selektivt svarta ytor med goda optiska egenskaper kan även framställas med en beläggning av svartkromat på koppar, zink eller stål (Mar et al., 1975). De har funnit att svartkromat i sig är mycket beständigt mot både fukt och höga temperaturer. Beständigheten hos den selektivt svarta ytan kommer därmed till stor del att bero på beständigheten hos underlaget. Svartkromat på förnicklat stål uppvisar mycket god beständighet och svartkromat på koppar ger god beständighet medan svartkromat på galvaniserat stål ger fuktkänsliga ytor. Svartkromat på nickel anses p.g.a. den goda beständigheten, de goda strålningsfysikaliska egenskaperna och den väl kända och enkla tillverkningstekniken vara en lovande absorberingsyta för plana solfångare och den används redan i ett antal kommersiellt tillgängliga solfångare.

TAB. 4.4. Absorptions- och emissionsfaktorn hos absorbtorytor med svartkromat.

Absorbatoryta	Absorptionsfaktor α_N	Emissionsfaktor ϵ	Källa
Svartkromat på nickel	0,88	0,09	Mc Donald, 1974a
"	0,92	0,09	Mc Donald, 1974b
"	0,95-0,98	0,14	Pettit & Sowell, 1975
"	0,95	0,09	Mar et al., 1975
Svartkromat på zink	0,95	0,16	"
Svartkromat på koppar	0,95	0,14	"
Svartkromat på stål	0,91	0,07	"

Selektivt svarta färger

De flesta selektivt svarta ytor lämpar sig endast för industriell produktion, ty tillverkningsprocesserna är omständliga och fordrar viss precision. En färg med vilken en selektivt svart yta kan framställas genom målning av en metallyta har en rad potentiella fördelar framför elektropläterade ytor. Flera försök att utveckla sådana färger har genomförts (Williams et al., 1963; Mar et al., 1975 och Pettit & Sowell, 1975). Den största svårigheten är att finna ett bindemedel som inte ger alltför stora bidrag till ytans emissionsfaktor. Försök har gjorts med olika typer av silikoner och olefiner, vilka har låg absorptionskoefficient inom IR-området, men för att ge ytan en låg emissionsfaktor måste halten bindemedel i färgen ändå vara så låg att ytans mekaniska egenskaper blir lidande. Lämpliga pigment kan framställas av en rad olika halvledare så-

som PbS, Ge och Si. Genom att halten pigment i skiktet kan vara låg får skiktet ett effektivt brytningsindex som är betydligt lägre än halvledarens brytningsindex (Williams et al., 1963). Mar et al. (1975) har undersökt ett stort antal färgsystem med olefiner som bindemedel i kombination med olika pigment. Bäst resultat, ($\alpha_N = 0,92$, $\epsilon(100^\circ\text{C}) = 0,24$), uppnåddes med en färg bestående av etylen-propylen-diene (EPDM) och ca 20 volymprocent av en järn-mangan-koppar-oxid.

Vacuummetoder

De ovan beskrivna absorbatorytorna framställs med relativt enkla kemiska metoder och deras egenskaper, speciellt svartkromats, är fullt tillräckliga i konventionella plana solfångare. I dessa är det p.g.a. konvektionsförlusterna ändå omöjligt att utnyttja så höga arbetstemperaturer att ytor med lägre emissionsfaktorer än svartkromats vore motiverade.

De temperaturer som uppnås med plana solfångare är i och för sig tillräckliga för både varmvattenberedning och uppvärmning av byggnader, men högre temperaturer kan vara intressanta även i sådana solvärmesystem med tanke på värmelagringen. Ju högre temperaturer som värmnet är tillgängligt vid desto större är nämligen möjligheterna att skapa energitäta värmelager. Mycket höga - flera hundra grader - arbetstemperaturer kan teoretiskt uppnås med en evakuerad solfångare med selektivt svart absorbatoryta. Förutom stabilitet vid högre temperaturer måste en sådan absorbatoryta ha ett mycket lågt värde på emissionsfaktorn för värme-strålningen och ett snabbt omslag till hög absorptionsfaktor för solstrålning.

Selektiva ytor för högre temperaturer framställs ofta med förångningsteknik eller sputtering. Dessa metoder medger bättre kontroll av skiktens sammansättning och tjocklek och därmed även av de selektiva egenskaperna.

Eftersom dessa ytor är intressanta för många solvärme-tillämpningar pågår ett omfattande utvecklingsarbete inom området. Två exempel är arbetena som utförs vid universitetet i Sydney (Energy research centre, 1976) och Albany Metallurgy Research Centre (Blickenderfer, 1977). I Sydney har en yta med goda egenskaper som består av järnkarbid på koppar framställts genom sputtering (Harding, 1976).

Det är sannolikt att sputtering och förångning - anpassade för industriell tillverkning i stor skala - kan bli konkurrenskraftiga metoder för tillverkning av selektivt svarta absorbatorytor (Groth och Reichelt, 1974; Schiller et al., 1975). Förångning används i dag t.ex. i förpackningsindustrin för att belägga plastfolie med aluminium. Det finns även anläggningar för att i korrosionsförhindrande syfte belägga plåt med aluminium.

Selektiva ytor på glas

På samma sätt som strålningstransporten genom spalten framför absorbatoren begränsas av en låg emissionsfaktor hos den selektivt svarta absorbatorytan begränsas den av en låg emissionsfaktor hos glasningens inre yta. En sådan yta i glasningen skall ha låg emissionsfaktor för IR-strålning (dvs. hög reflexionsfaktor) samtidigt som den skall ha hög transmissionsfaktor för solstrålning. Sådana ytor som ofta kallas värmespeglar medför i allmänhet ökade transmissionsförluster av solstrålning i glasningen vilket måste vägas mot det högre värmemotstånd som ytan ger. Det förefaller osannolikt att effektiviteten hos en plan solfångare kan förbättras genom att kombinera en selektivt svart absorbatoryta med en värmespegel på glasningens innersta yta. Med endast en selektiv yta i spalten kan värmespegelns transmissionsförluster, som huvudsakligen beror på reflexion, vägas mot dess emissionsfaktor på samma sätt som beskrivits för absorptions- och emissionsfaktorerna hos selektivt svarta ytor.

Värmepegel på glas kan framställas dels med tunna beläggningar av vissa metaller dels med beläggningar av lämpliga halvledare. En översikt av denna teknik ges av Bergman et al. (1974).

Tunna filmer av metallerna guld (Au), silver (Ag), koppar (Cu) och aluminium (Al) har mycket hög reflexionsfaktor för IR-strålning samtidigt som de transmitterar en stor del av det synliga ljuset (Fuschillo, 1975; Groth & Kauer, 1965; Fan et al., 1974a, 1974b). Övergången mellan de två områdena sker vid så korta våglängder (Au Cu ~ 0,5 μm och Ag ~ 0,3 μm) att en stor del av solstrålningen reflekteras och det transmitterade ljuset färgas grönt för Au och Cu samt blått för Ag och Al. Transmissionen av synligt ljus kan ökas påtagligt genom att belägga metallfilmen med ett anti-reflexskikt av t.ex. titanoxid för silver (Fan, 1973) och zinksulfid för guld (Groth & Kauer, 1965). Dessa metallskikt är mekaniskt ömtåliga och de är med undantag av guld inte heller kemiskt beständiga men kan skyddas med skikt av titanoxid eller kiseldioxid. Dessa beläggningar har alltför låg transmission av solstrålning för att vara av intresse för plana solfångare. Däremot används mycket tunna filmer av guld på fönsterglas vilket förbättrar fönstrets värmemotstånd utan att ge det transmitterade ljuset så utpräglad färg. Här är det ofta en fördel att solstrålningen i intervallet 0,7-2 μm delvis reflekteras.

Den selektiva yta vi söker skall transmittera solstrålning. Det finns en rad halvledare som har så stort bandgap ($E_g > 3-4 \text{ eV}$) att ingen del av solspektrat absorberas. För att reflexionsfaktorn för längre våglängder skall vara stor fordras hög elektrisk ledningsförmåga hos materialet. Det finns ett antal halvledande oxider (kadmiumoxid, CdO; talliumoxid, Tl_2O_3 ; indiumoxid In_2O_3 och tennoxid SnO_2) som dels har tillräckligt stort bandgap dels kan dopas så kraftigt att en acceptabel ledningsförmåga uppnås (Groth, 1966; Groth & Kauer, 1965; Fuschillo, 1975 och Baum et al.,

1973). Dessa material har flera speciella tillämpningar där en elektriskt ledande genomsynlig yta fordras. Ytorna framställs i allmänhet genom att i närvaro av luft spraya en metallhaltig lösning på ett hett glas. Metallföreningen sönderdelas av värmen och ett oxidskikt bildas på glaset. Dopningen åstadkommes genom att tillsätta en lämplig förening till lösningen. En film av tennoxid (dopad med fluor) kan på så sätt framställas av tennklorid med en liten tillsats av fluoridjoner lösta i ett organiskt lösningsmedel.

För att minska värmeförlusterna i en långtrycks natriumlampa använder Philips en film av indiumoxid dopad med tenn. Samma beläggning används i en cylindrisk evakuerad solfångare, som har utvecklats med utgångspunkt från denna natriumlampa, vid Philips laboratorium i Aachen. Denna solfångare prövas nu i ett experimenthus (Bruno et al., 1975). Ytans reflexionsfaktor för IR-strålning är 0,9 (dvs. $\epsilon \approx 0,1$). Indiumoxidens brytningsindex för solstrålning är ungefär 1,9 och eftersom absorptionen i materialet är nära noll ger ett skikt på glas ett tillskott till transmissionsförlusten av ca 7 %. Det är dock möjligt att förbättra transmissionen med en antireflexbehandling. Kostnaden för en beläggning av indiumoxid påverkas av att indium är en sällsynt och dyr metall. Tennoxid ger en billigare yta och glas med sådan beläggning prövas bl.a. i en solfångare i ett solhus vid Colorado State University. Tennoxid medför ungefär lika stor transmissionsförlust som indiumoxid men reflexionsfaktorn för IR-strålning är något lägre (0,7 - 0,8) (Groth & Kauer, 1965).

Beräkningar och experiment visar att en värmepegel av tennoxid ger en viss förbättring i en solfångare med svart absorbatör ($\epsilon \approx 0,95$) (Goodman & Menke, 1975). I dag förefaller den selektivt svarta absorbatören vara ett bättre alternativ för plana solfångare med metallabsorbatör medan beskrivna typer av värmepeglar är

intressanta för fönstertillämpningar och för solfångare tillverkade helt i glas.

De hastigt stigande energipriserna har medfört att några av de stora glastillverkarna utvecklat produktionsmetoder för att i stor skala belägga glasningen i vanliga fönster med en värmepegel av tennoxid. Kostnaden för denna beläggning torde inte innebära någon väsentlig ökning av kostnaden för glaset. Iso-lerglasrutor med en värmepegel som vetter mot spalten och med lägre k-värde än treglasrutor marknadsförs redan av flera fabrikanter.

VÄRMEFÖRLUSTER GENOM KONVEKTION OCH LEDNING

En effektiv plan solfångare fordrar ett stort värmemotstånd hos glasningen. Merparten av värmeförlusterna sker normalt genom strålning och i föregående avsnitt beskrevs hur denna kan begränsas med hjälp av selektiva ytor. För att ytterligare minska förlusterna genom glasningen är det nödvändigt att angripa värmetransporten genom ledning och konvektion. Buchberg et al. (1974) har givit en översikt över möjligheterna att begränsa dessa värmeförluster. Fyra metoder som kan utnyttjas är:

- 1 ett antal luftspalter som avgränsas av genomskinliga skikt, som är parallella med absorbatoren (FIG. 4.19)
- 2 cellstrukturer (bikakestrukturer) eller lameller som är vinkelräta mot absorbatoren (FIG. 4.20)
- 3 evakuerade glascylindrar antingen framför absorbatoren eller med absorbatoren innesluten (FIG. 4.21)
- 4 gas med lägre värmeledningsförmåga.

Den tredje metoden bygger på att luften är avlägsnad medan de två första fungerar genom att hindra luftens rörelse.

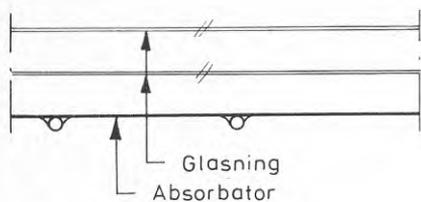


FIG. 4.19.

Glasning med parallella luftspalter.

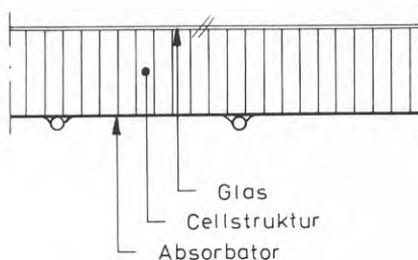


FIG. 4.20.

Glasning med cellstruktur vinkelrätt mot absorbatorn.

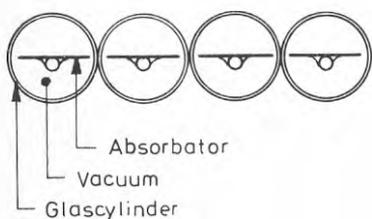


FIG. 4.21a.

Solfångare med absorbatorn innesluten i en evakuerad glascylindrar.

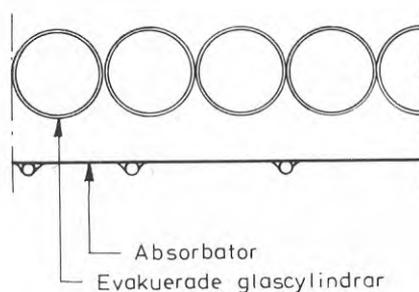


FIG. 4.21b.

Glasning bestående av evakuerade glascylindrar.

Den första metoden motsvarar ett vanligt fönster. Luftspaltens värmeövergångstal till följd av konvektion och ledning α_k beror främst av luftspaltens tjocklek L , men även dess lutning, luftens temperatur och temperaturskillnaden mellan begränsningsytorna har betydelse (FIG. 4.22). När tjockleken L ökar från små värden avtar värmeövergångstalet α_k till den tjocklek då konvektion inträder, därefter ökar den hastigt till ett maximum och avtar sedan åter med ökande tjocklek. Både temperaturskillnaden och temperaturnivån påverkar värdena på spalttjocklekarna L , för vilka min och max hos α_k inträffar. Värdet på spalttjockleken för vilket

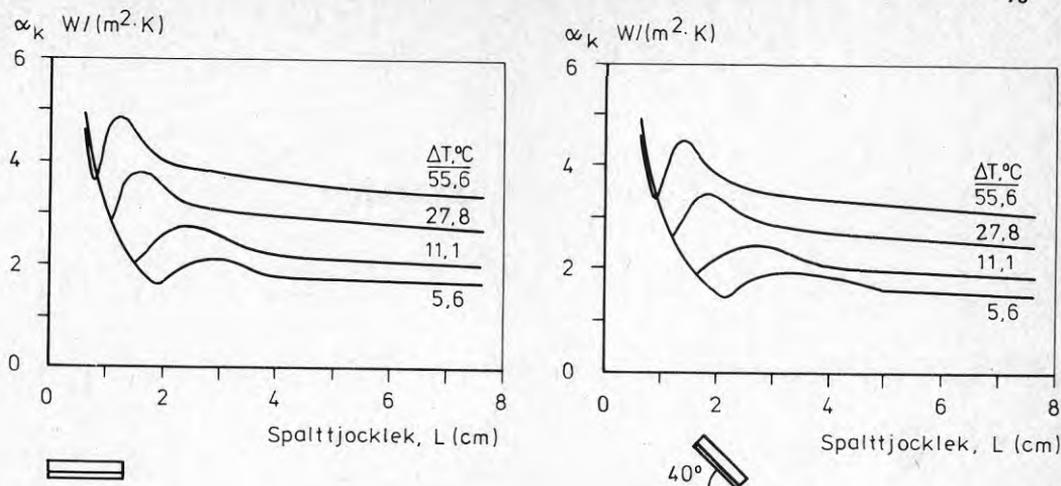


FIG. 4.22. Värmeövergångstalets α_k beroende av spalttjockleken för olika temperaturskillnader över spalten och temperaturen $\theta = 100^\circ C$ på varma sidan (Buchberg et al., 1974).

konvektion inträder ökar med ökande temperaturnivå - luftens viskositet ökar med temperaturen - och minskar med ökande temperaturskillnad. I praktiken blir det därmed omöjligt att konstruera en solfångare med luftspalter vars tjocklekar ger minimum hos värmeövergångstalet α_k . Man bör i stället välja en tjocklek L , som är så stor att α_k inte ligger i närheten av sitt maximum. FIG. 4.22 visar att $L = 50$ är ett lämpligt värde (Buchberg et al., 1974). För en i övrigt välgjord solfångare med selektivt svart absorberytta och enkelglas kan en ökning i spalttjockleken från 15 mm till 50 mm innebära en ökning i verkningsgrad från 47 % till 53 % (Buchberg et al., 1974).

Med flera parallella luftspalter är det alltså i princip möjligt att åstadkomma en glasning med mycket lågt värmeövergångstal α_k . I praktiken är det dock svårt att finna ett glasningsmaterial med så hög transmissionsfaktor för solljus att det lönar sig att använda mer än 2-3 luftspalter. Vid höga arbetstemperaturer kan fler luftspalter vara motiverade om man använder anti-

reflexbehandlat glas eller plastfolier med hög transmissionsfaktor.

Vid beräkning av α_k används fyra dimensionslösa tal Nusselts tal, Nu, Grashofs tal, Gr, Prandtls tal, Pr och Rayleighs tal, Ra, vilka ges av

$$\text{Nu} = \frac{\alpha_k \cdot L}{\lambda_\ell}$$

$$\text{Gr} = \frac{g \cdot \Delta T \cdot L^3}{T_m \cdot \nu^2}$$

$$\text{Pr} = \frac{\rho \cdot \nu \cdot c_p}{\lambda_\ell} \quad \text{a)}$$

$$\text{Ra} = \text{Gr} \cdot \text{Pr}$$

där	λ_ℓ = värmeledningskoefficienten	W/(m·K)
	L = spaltens tjocklek	m
	g = tyngdaccelerationen	m/s ²
	ΔT = temperaturskillnaden över spalten	K
	T_m = medeltemperaturen i spalten	K
	ν = kinematiska viskositeten	m ² /s
	ρ = densitet	kg/m ³
	c_p = värmekapacitivet	J/(kg·K)

För en spalt är Nusselts tal förhållandet mellan värmeövergångstalen för ledning och konvektion samt enbart ledning. Mellan Nu och Gr har empiriska samband fastställt för olika lutning hos spalten, FIG. 4.23 och 4.24. Dessa samband är i princip oberoende av gassort,

a) $\text{Pr} = 0,7$ för luft.

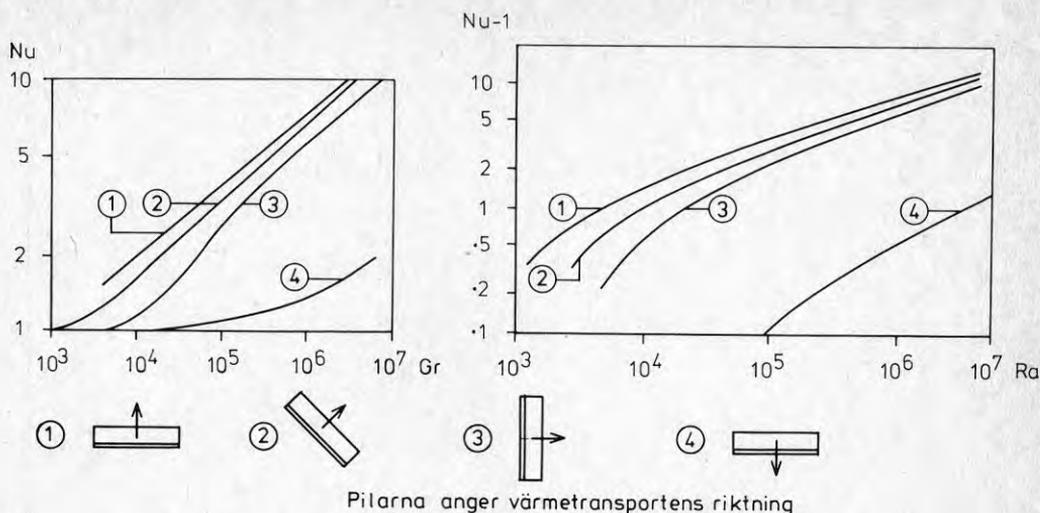


FIG. 4.23.

Nusselts tal som funktion av Grashofs tal för naturlig konvektion i spalten med olika lutning ur Duffie & Beckman (1974) grundat på värden från Tabor (1958).

FIG. 4.24.

Konvektionens storlek ($Nu-1$) som funktion av Rayleighs tal ur Meinel & Meinel (1976) grundat på värden från Tabor (1958). Figuren illustrerar samma information som FIG. 4.23.

tryck, temperatur och dimensioner hos spalten. För solfångare i drift ligger Gr i intervallet 10^4 - 10^6 och det är uppenbart att konvektionen ger ett väsentligt bidrag till värmeförlusterna. Om luften stod stilla vore alltså lednings- och konvektionsförlusterna genom en tjock luftspalt mycket små.

Cellstrukturer

I tunna spalter med små temperaturskillnader är Grashofs tal Gr litet - luften är stillastående - och därmed är även värmeövergångstalet α_k relativt litet. När tjockleken och temperaturskillnaden ökar når Gr ett kritiskt värde - ~ 2000 för en horisontell spalt och $\sim 10\,000$ för en vertikal spalt - då konvektion inträder (FIG. 4.23). Genom att placera en lämplig cellstruktur i

spalten försvåras luftens rörelse och konvektionen inträder först vid ett högre värde hos Grashofs tal. För ännu högre värden på Gr närmar sig Nu dock de värden som gäller för motsvarande spalt utan cellstruktur (FIG. 4.25).

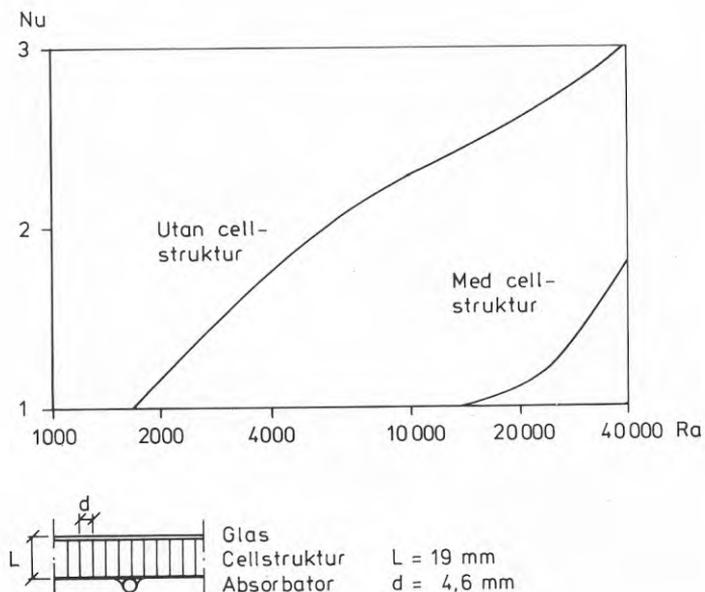


FIG. 4.25. Exempel på hur konvektionen undertrycks av en cellstruktur enl. Edwards et al. (1976). Ra är beräknad för en tom spalt.

Buchberg et al. (1974) visar att den enskilda cellens dimensioner är helt avgörande för cellstrukturens effekt på konvektionsförlusterna (FIG. 4.26 och 4.27).

Edward et al. (1976) har experimentellt visat att ett spelrum på ett par mm mellan cellstruktur och den varma respektive kalla begränsningsytan (absorbator resp. glas) inte försämrar cellstrukturens effekt.

De arbeten som refereras ovan avser endast cellstrukturer i solfångare som lutar mindre än 45° . När lutningen från horisontalplanet är liten är cellstrukturer

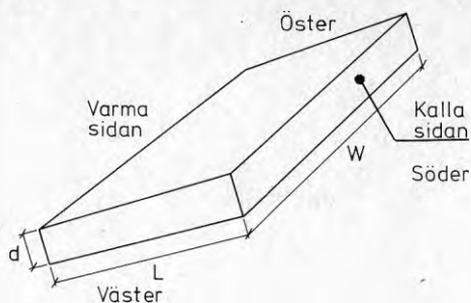


FIG. 4.26.

Dimensionerna hos en enstaka cell i strukturen. ΔT = temperaturskillnaden mellan kalla sidan dvs. yttre glaset och varma sidan dvs. absorbatoren.

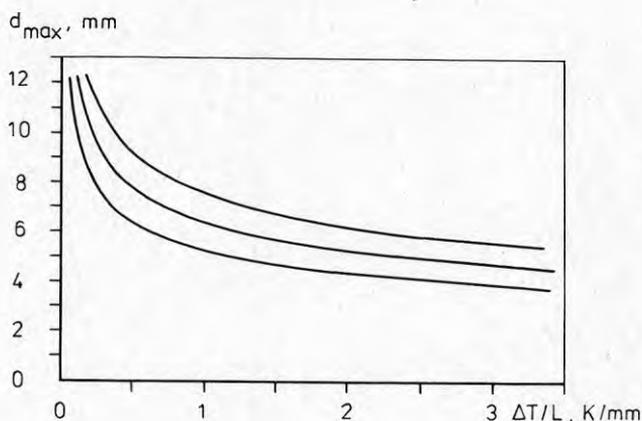


FIG. 4.27. Det kortaste avståndet mellan cellväggarna, d , måste vara mindre än ett visst värde d_{max} för att cellstrukturen skall vara effektiv. I diagrammet ges d_{max} som funktion av temperaturgradienten $\Delta T/L$ för olika värden på L/d . $W/d = 6$. Enligt Buchberg et al. (1974).

uppenbarligen effektiva, men detta kan inte utan vidare generaliseras till vertikala solfångare. Eftersom konvektionen är mindre i en vertikal spalt än i en horisontell spalt som värms underifrån är det troligt att också effekten av cellstrukturer blir mindre i den vertikala spalten.

Felaktiga slutsatser om effekten av cellstrukturer i solfångare har av andra dragits på grundval av försök med olämpligt dimensionerande strukturer. Cellstrukturer

rer är riktningsselektiva och minskar därmed även strålningsförlusterna (Francia, 1961), ty om cellväggarna absorberar värmestrålningen från absorbatoren ges strålningsförlusterna i de flesta riktningar inte av absorbatorns temperatur utan av cellväggarnas lägre temperatur. Med en kvot $L/d = 5$ erhålls t.ex. en effektiv emissionsfaktor $\epsilon = 0,2$ (Hollands, 1965).

För att begränsa värmetransporten i själva cellväggarna måste dessa vara tunna och bestå av ett material med måttlig värmeledningsförmåga. Glas, plast och papper men däremot inte metall är användbara.

Cellstrukturen får hög transmissionsfaktor för solstrålning om cellväggarna antingen består av glas eller plast med låg absorptionskoefficient eller ytor med stor speglande reflexion (FIG. 4.28). En jämförelse

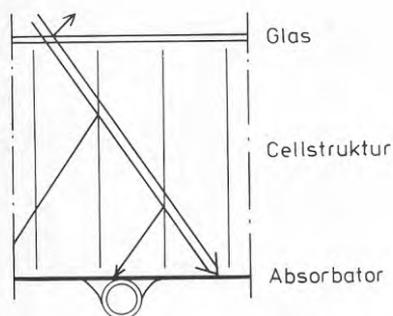


FIG. 4.28.

Exempel på strålgång genom cellstruktur av transparent material.

mellan en solfångare med cellstrukturer av glas och ett antal andra solfångare visar att den förra producerar billigare värme vid temperaturskillnader mellan absorbatoren och uteluft större än 35°C (Buchberg & Edwards, 1976).

Effektiva solfångare med cellstrukturer i plast tillverkas, men ett olöst problem är plastens temperaturkänslighet. Cellstrukturer i plast är kanske bättre lämpade för "fönster" i passiva solvärmesystem där temperaturerna är lägre.

Evakuerade solfångare

Värmeledningsförmågan hos en gas är till en början konstant då trycket sänks. Färre molekyler transporterar energi men den fria medelväglängden mellan kollisioner är i motsvarande grad längre. Först då den fria medelväglängden är av samma storleksordning som spalten börjar värmeledningsförmågan minska med trycket. En tryckminskning påverkar konvektionen eftersom Grashofs tal som styr konvektionen är proportionell mot kvadraten på tätheten ρ . För en given spalt med undertryck är konvektion följaktligen mindre och inträder först vid en större temperaturskillnad över spalten. Tryckberoendet hos lednings- och konvektionsförlusterna i en spalt visas i FIG. 4.29.

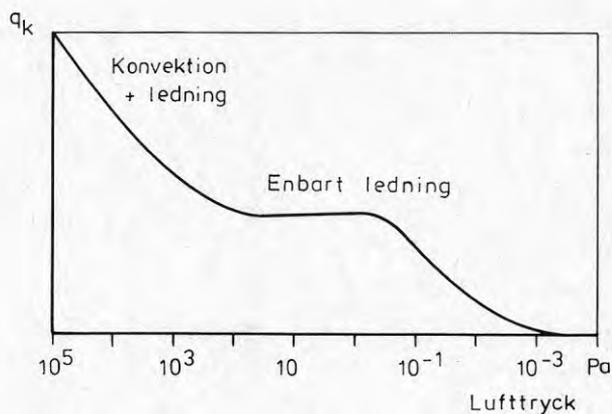


FIG. 4.29. Figuren visar kvalitativt hur lednings- och konvektionsförlusterna i en spalt beror av lufttrycket.

Det innebär stora konstruktiva problem att bygga plana solfångare med undertryck i spalten. Sådana lösningar har dock prövats av bl.a. Eaton & Blum (1975).

Det är konstruktivt betydligt enklare att utnyttja evakuerade glascylindrar och flera sådana solfångare har

utvecklats (FIG. 4.30a-d). I samtliga konstruktioner utnyttjas selektiva ytor för att begränsa strålningsförlusterna och värmeförlusterna från anslutningar etc. får därför relativt stor betydelse. Totalt motsvarar värmeförlusterna för dessa solfångare ett k-värde i intervallet 1-2 W/(m²·K).

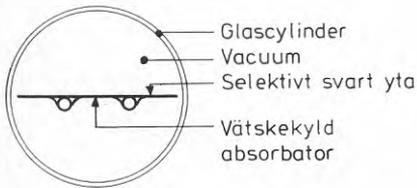


FIG. 4.30a.

Tvärnsnitt av evakuerad solfångare från Corning Glass.

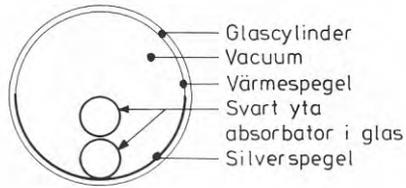


FIG. 4.30b.

Tvärnsnitt av evakuerad solfångare (typ 1) från Philips (Kauer, 1975).

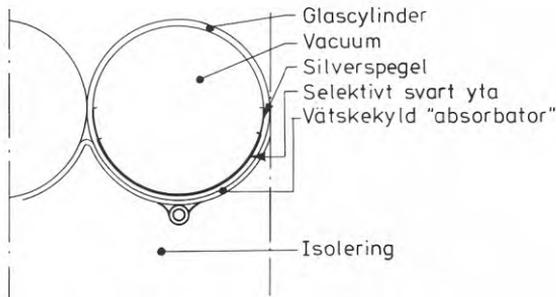


FIG. 4.30c. Tvärnsnitt av evakuerad solfångare (typ 4) från Philips. Lägga märke till att solstrålningen omvandlas till värme på glasväggen insida. Värmet leds sedan genom glaset till en vätskekyld värmeväxlare på utsidan av glascylindern.

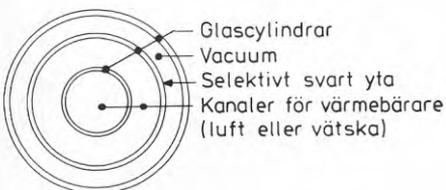


FIG. 4.30d.

Tvärnsnitt av evakuerad solfångare från Owens, Illinois resp. General Electric. Dessa två solfångare är kommersiellt tillgängliga.

Gaser med låg värmeledningsförmåga

Det finns en rad gaser - ädelgaser, SF_6 , $SiCl_4$ etc. - med hög molekylvikt och låg värmeledningsförmåga, som bl.a. prövats i vanliga fönster för att öka spaltens värmemotstånd. Värmeledningsförmågan för flera av dessa gaser är mindre än en tredjedel av värdet för luft, men det är i praktiken mer komplicerat än så, ty för en viss spaltgeometri och temperaturfördelning är Grashofs tal för dessa gaser väsentligt högre än för luft beroende just på den höga molekylvikten. För en given spalt är alltså konvektionen större och inträder vid mindre temperaturskillnader än för luft. En förbättring på ca 25 % är dock möjlig (Meinel & Meinel, 1976).

5 SLUTORD

Solstrålningen kan omvandlas till ett flertal andra energiformer - t.ex. värme, kemisk energi och elektrisk energi. Trots att det från termodynamisk synpunkt är oekonomiskt att omvandla högvärdig solenergi till lågvärdig värme är det på kort sikt med fototermiska processer som vi har största möjligheten att utnyttja solenergi. Detta av tre skäl

- fototermisk omvandling är det tekniskt enklaste och billigaste sättet att tillvarata solenergi
- processen har relativt sett hög verkningsgrad
- det finns ett stort behov av värme för uppvärmning av byggnader m.m.

Den fysikaliska bakgrunden till energiomvandlingen i plana termiska solfångare är väl känd. Värmeförbrukarens krav på temperaturnivå är helt avgörande för utformningen av solfångaren och möjligheten att över huvud taget använda solvärme. Värmepumpar och utomhusbassänger är exempel på förbrukare vilka med fördel kan uppta värme vid temperaturer strax över utetemperaturen och i dessa fall är det därför t.o.m. möjligt att använda oglasade solfångare. Men i allmänhet begränsar de stora värmeförlusterna från absorbatoren - främst de genom glasningen - plana solfångares termiska prestanda och därmed även deras användbarhet. Det finns två principiellt olika sätt att begränsa dessa förluster

- utforma systemet för låga arbetstemperaturer
- förbättra solfångarens k-värde.

Golvvärme, takvärme, luftburen värme och värmepumpar är exempel på komponenter som möjliggör låg arbetstemperatur i systemet. Ett viktigt motiv för satsningen på smältvärmelager är att dessa skulle möjliggöra lagring vid låga temperaturer. En utbredd framtida använd-

ning av solvärme är dock svår att tänka sig utan solfångare som är anpassade för arbetstemperaturer uppåt 100°C. I befintlig bebyggelse är det t.ex. både dyrt och svårt att utnyttja lågtemperatursystem. Ett annat mycket viktigt skäl för att satsa på lite högre temperaturer är att det i vårt klimat fordras säsongsvärmelager och att sådana är lättare att realisera med tillgång till lite högre temperaturer.

För att få fullt utbyte av avancerade glasningar är det nödvändigt att konstruera solfångarlådan med omsorg. Värme från alltför många solfångare letar sig ut längs onödiga köldbryggor.

Det pågår ett omfattande FoU-arbete i syfte att finna glasningar som samtidigt har stort värmemotstånd och hög transmissionsfaktor för solstrålning. Merparten av detta arbete ägnas åt följande metoder och kombinationer av dessa

- glasningsmaterial med hög transmissionsfaktor
- selektivt svarta absorbatorytor
- transparenta cellstrukturer mellan absorbator och ett ytterglas
- evakuerade solfångare
- svagt koncentrerande solfångare.

Transmissionsförluster på 12-15 % är normala för vanligt fönsterglas medan motsvarande siffror för järnfattigt glas med antireflexbehandlade ytor är ca 2 %. Sådant glas är kommersiellt tillgängligt och används i dag i vissa solfångare. Det uppges dels att priserna vid massfabrikation kommer att vara låga dels att beständigheten är god. De praktiska erfarenheterna är fortfarande mycket begränsade.

På marknaden finns tunna värmebeständiga plastfolier (t.ex. teflon) som har hög transmissionsfaktor

($\tau = 0,95-0,98$) och som är billigare än vanligt fönsterglas. Dessa plastfolier, som i längden inte tål vindpåverkan utomhus, kan användas som andra och tredje skikt bakom ett skyddande yttre glas. En välgjord solfångare med selektivt svart absorbatör, ett yttre anti-reflexbehandlat glas och ett par plastfolier som släpper igenom värmestrålning skulle vara mycket effektiv.

Det finns ett flertal kommersiellt tillgängliga plana solfångare med selektivt svart absorbatöryta som har goda strålningsfysikaliska egenskaper ($\alpha = 0,95$, $\epsilon = 0,1$). Inga väsentliga förbättringar av solfångarens prestanda kan uppnås genom att sänka emissionsfaktorn ytterligare. Kostnaden vid massfabrikation av dessa ytor är inte mycket högre än kostnaden för värmebeständiga svarta färger. Beständigheten hos t.ex. vissa typer av svartkromat på nickel är god enligt samstämmiga rapporter men det finns också många ytor som har brister härvidlag.

Lämpliga transparenta cellstrukturer mellan absorbatören och ett skyddande yttre glas undertrycker kraftigt både strålnings- och konvektionsförlusterna samtidigt som de har en hög transmissionsfaktor. Prototyper av sådan solfångare har uppvisat mycket goda prestanda. Det återstår dock vad gäller plast att finna bra värmeståliga material och vad gäller glas att finna en lämplig tillverkningsmetod. Utvecklingsarbetet på cellstrukturer för solfångare har varit begränsat men intresset är i tilltagande och denna teknik har stora förutsättningar att bli framgångsrik.

Evakuerade solfångare marknadsförs av ett par fabrikanter och ytterligare några har utvecklat och provat prototyper. Dessa solfångare kan producera värme med acceptabel verkningsgrad vid temperatur långt över 100°C . De tillverkas i dag i begränsad skala och är förhållandevis dyra. De innehåller förhållandevis lite material och på sikt är det troligt att tillverkningskostnaden kan sänkas kraftigt.

Svagt koncentrerande solfångare används här som beteckning på koncentrerande solfångare som absorberar solstrålning inom så stor öppningsvinkel att deras riktning inte behöver justeras efter solens bana och som därför kan vara fast monterade. En mycket lovande sådan solfångare som presenterats i USA under sommaren 1977 består av rännformade reflektorer och evakuerade solfångare monterade bakom ett glas i en plan låda. Konstruktionen ser alltså ut som en vanlig plan solfångare och skall monteras orörlig. Den har ett så lågt effektivt k-värde som ca $1 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ och innehåller bara en fjärdedel så många glascylindrar som t.ex. Philips solfångare.

Det är naturligtvis svårt att förutsäga vilka prestanda och priser som kan uppnås vid en framtida masstillverkning av plana solfångare. Utifrån ett antal funktionskrav får man försöka skapa sig en uppfattning om ett antal rimliga konstruktioner. I denna process är det alltför lätt att fastna i varianter av dagens lösningar och tyvärr är det sällan fantasin räcker till för att föreställa sig verkliga nykonstruktioner. Det är också viktigt att minnas att teknisk forskning inom området tog fart först 1975 och att de solfångare som marknadsförs i dag bygger på ett par år gamla resultat. Vi har kanske inte sett T-Forden bland solfångare ännu.

Solfångare måste täcka stora ytor och vara väderbeständiga dessutom bör den sannolikt ha en livslängd på tiotals år. Redan detta utesluter riktigt billiga konstruktioner. Den extra kostnaden för selektiva ytor och antireflexbehandling men även för evakuerade glascylindrar och cellstrukturer torde bli liten i förhållande till nyttan. Slutsatsen av dessa funderingar är att kostnaden för solfångare inte kommer att sjunka kraftigt men att de kommer att få högre prestanda utom vid de allra lägsta arbetstemperaturerna.

APPENDIX I

STRÅLNINGSFYSIKALISKA STORHETER

En allvarlig svårighet som man omedelbart möter i den strålningsfysikaliska litteraturen är den osystematiska och ibland motsägelsefulla användningen av beteckningar. Var och en har en intuitiv uppfattning om betydelsen av ordet intensitet men i modern svensk litteratur som behandlar strålning är det lätt att finna tre olika helt oförenliga definitioner av storheten. Intensitet används av olika författare för att beteckna effekt per ytenhet (W/m^2), effekt per rymdvinkelenhet (W/sr) och effekt per ytenhet och rymdvinkelenhet ($W/m^2 \cdot sr$). I engelskspråkig litteratur avses med intensity ofta effekt per ytenhet och rymdvinkelenhet, medan CIE¹ med intensitet resp. engelskans intensity avser effekt per rymdvinkelenhet. Några av de värdefullaste arbetena vad avser solenergitillämpningar använder beteckningar som strider mot förslaget från CIE. Det är uppenbarligen nödvändigt att vara uppmärksam på hur olika författare definierar och betecknar olika storheter.

I TAB. I:1 anges beteckningar och definitioner - i enlighet med CIE - på de strålningsfysikaliska storheterna.

Några kommentarer

I dessa symboler används e för att ange att det är hela våglängdsområdet som avses. Motsvarande symboler som avser synligt ljus indiceras med v (visual). När endast storheterna för hela våglängdsområdet utnyttjas

¹ CIE Vocabulaire International de l'Éclairage, 3^e Edition, Paris 1970.

kan e uteslutas ur symbolen utan att oklarheter uppstår.

TAB. I:1. Strålningsfysikaliska storheter enligt CIE.

Namn	Symbol	Enhet	Definition
Strålningsenergi Radiant energy	Q_e	J (Ws)	
Strålningsflöde (effekt) Radiant flux	Φ_e	W	$\Phi_e = \frac{dQ_e}{dt}$
Strålningsflödestäthet Radiant flux density	W_e	W m ⁻²	$W_e = \frac{d\Phi_e}{dA}$ strålning genom en yta
Strålningsexitans Radiant exitance (emitted, reflected, transmitted exit.)	M_e	W m ⁻²	$M_e = \frac{d\Phi_e}{dA}$ utstrålat flöde per ytenhet integr. över alla riktn.
Irradians Irradiance	E_e	W m ⁻²	$E_e = \frac{d\Phi_e}{dA}$ instrålat flöde per ytenhet integr. över alla riktn.
Strålningsintensitet Radiant intensity	I_e	W sr ⁻¹	$I_e = \frac{d\Phi_e}{d\omega}$ utstrålat flöde per rymdvinkelenhet från hela källan i en viss riktning
Radians Radiance	L_e	W sr ⁻¹ m ⁻²	$L_e = \frac{d^2\Phi_e}{d\Omega \cos\theta dA}$ strålningsflöde per rymdvinkelenhet och projicerad ytenhet

Spektrala storheter

Motsvarande spektrala storhet - dvs. avseende strålningen per våglängdsenhet i det lilla våglängdsintervallet ($\lambda, \lambda+d\lambda$) - betecknas med X_λ och ges av

$$X_\lambda = \frac{dX}{d\lambda}$$

där X står för Q, Φ, W, M, E, I eller L .

Strålningsflödestäthet,
exitans och irradians

Det finns tre storheter som betecknar *strålningsflöde per ytenhet*, nämligen

- strålningsflödestäthet, W , som avser strålningsflödet genom en tänkt yta i strålningen
- strålningsexitans, M , som avser det flöde som strålar ut från en yta
- irradians, E , som avser det flöde som faller in mot en yta.

I begreppet strålningsexitans ligger ingen distinktion mellan emitterad, reflekterad eller transmitterad strålning. Ofta är det därför nödvändigt att betona vad som avses. Så är t.ex. strålningsexitansen från en metallyta som befinner sig i termisk jämvikt inuti ett hålrum densamma som exitansen från en svart kropp, ty villkoret för termisk jämvikt är att summan av emitterad och reflekterad strålning är lika stor som den infallande svartkroppsstrålningen. På engelska används uttrycket "self radiant exitance (M_{es})" för att ange att den betraktade strålningen inte innefattar transmitterad eller reflekterad strålning.

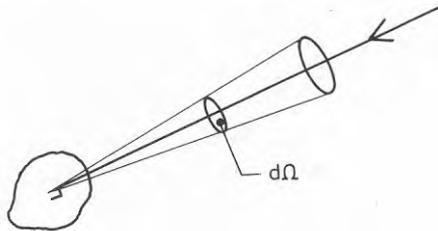
Radians

Storheten *radians*, L , används för att beskriva strålningsflödet per ytenhet i en given riktning dels för

in- och utstrålad energi vid ytor och dels för strålningen i en punkt längs strålen.

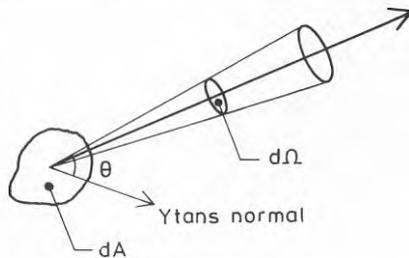
I det första fallet kan radiansen även definieras med utgångspunkt från irradiansen i en punkt på en yta som är vinkelrät mot strålningens utbredningsriktning. Radiansen L är då kvoten mellan den irradians dE som erhålls från den givna riktningen och rymdvinkeln $d\Omega$ hos den kon som omsluter den strålningen som ger irradiansen dE .

$$L = \frac{dE}{d\Omega}$$



För en punkt på ytan av en strålningskälla är radiansen i en viss riktning kvoten mellan intensiteten dI i den givna riktningen från ett ytelement dA och ytelementets projektion vinkelrätt mot riktningen, $\cos \theta dA$.

$$L = \frac{dI}{\cos \theta dA}$$



Om vi betraktar en strålande och en bestrålad yta kan radiansen $L = \frac{d^2\Phi}{\cos \theta dA d\Omega}$ alltså ges de två ekvivalenta tolkningar som illustreras i a) och b).

- a) Den strålning som utgår från ytan dA och träffar ytan dA_2 - dvs. dA är dA_1 och $d\Omega_2$ är den rymdvinkel som dA_2 upptar sedd från dA_1 .

$$L = \frac{d^2\Phi}{\cos \theta_1 dA_1 d\Omega_2} \quad (\text{I:1a})$$

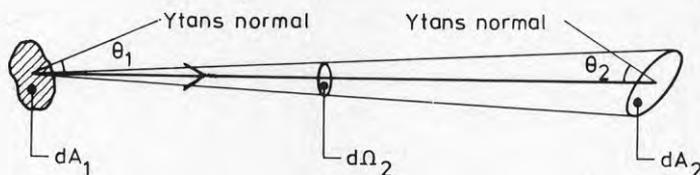


FIG. I:1a. Radiansen beskriven utifrån den strålände ytan.

- b) Den strålning som infaller mot dA_2 och kommer från dA_1 - dvs. dA är dA_2 och $d\Omega_1$ är den rymdvinkel som dA_1 upptar sedd från dA_2 .

$$L = \frac{d^2\Phi}{\cos \theta_2 dA_2 d\Omega_1} \quad (\text{I:1b})$$

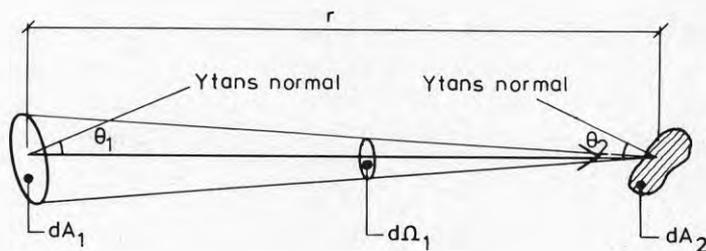


FIG. I:1b. Radiansen beskriven utifrån den bestrålade ytan.

Litet mer formellt:

Rymdvinkeln $d\Omega_1$ ges av

$$d\Omega_1 = \frac{\cos \theta_1 dA_1}{r^2}$$

vilket insatt i ekv. (I:1b) ger

$$L = \frac{d^2\Phi}{\cos \theta_2 dA_2 \frac{\cos \theta_1 dA_1}{r^2}}$$

omflyttning och identifiering ger

$$L = \frac{d^2\Phi}{d\Omega_2 \cos \theta_1 dA_1}$$

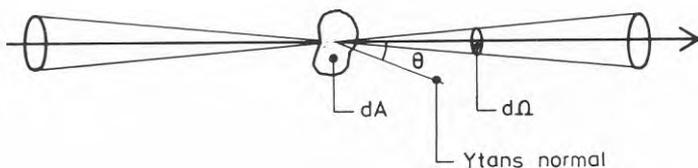
vilket visar att

$$L = \frac{d^2\Phi}{\cos \theta_1 dA_1 d\Omega_2} = \frac{d^2\Phi}{\cos \theta_2 dA_2 d\Omega_1}$$

dvs. att radiansen enligt a) och b) är identiska.

I ett genomskinligt medium (t.ex. luft) kan radiansen dessutom definieras med hjälp av strålningsflödet $d^2\Phi$ vilket dels passerar vinkelrätt genom ytelementet dA dels förblir inom en kon med spetsen i dA och med rymdvinkeln $d\Omega$. Radiansen L ges nu av

$$L = \frac{d^2\Phi}{\cos \theta dA d\Omega}$$



där θ är vinkeln mellan normalen till ytan dA och strålningens utbredningsriktning.

Omvänt kan strålningsflödet Φ genom en godtycklig yta A beräknas med följande ekvation

$$\Phi = \int_A \int_{\Omega} L \, d\Omega \cdot \cos \theta \, dA$$

där θ är vinkeln mellan ytans normal och radiansens riktning och där $\int_{\Omega} d\Omega$ avser integration över en halvsfär (FIG. I:2).

Ur definitionen av strålningsradians, L , följer att L är konstant längs en stråle i ett homogent medium som inte sprider eller absorberar strålning. Betrakta ett ytelement dA_s - s som i source - från vilket flödet $d\Phi$ strålar *likformigt* i alla riktningar.

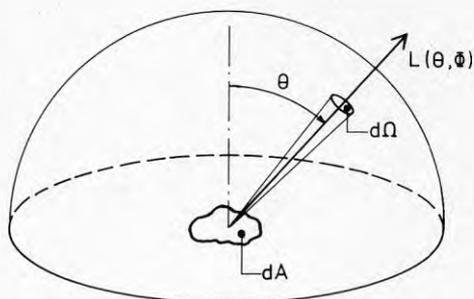


FIG. I:2.

Geometri för beräkning av flödet Φ genom en yta A .

Flödet $d^2\Phi$ genom en yta dA på avståndet r från källan dA_s ges av

$$d^2\Phi = \frac{d\Phi}{2\pi r^2} dA$$

där normalen till ytan dA är vinkelrät mot strålningsriktningen och där $2\pi r^2$ är ytan på en halvsfär med radien r (FIG. I:3).

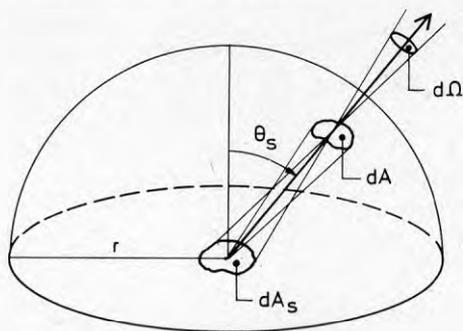


FIG. I:3.

Radiansen vid ytan dA ges nu av

$$L = \frac{d^2\Phi}{dA d\Omega}$$

där $d\Omega$ är den rymdvinkel som ytelementet dA_s upptar sedd från ytelementet dA . Denna rymdvinkel ges av

$$d\Omega = \frac{dA_s}{r^2} \cos \theta_s$$

där θ_s är vinkeln mellan den betraktade strålningsriktningen och normalen hos ytan dA_s .

Insättes uttrycken för $d^2\Phi$ och $d\Omega$ i ekvation fås

$$L = \frac{1}{dA} \cdot \frac{d\Phi}{2\pi r^2} \cdot dA \cdot \frac{r^2}{dA_s \cos \theta_s} = \frac{d\Phi}{dA_s 2\pi \cos \theta_s}$$

vilket visar att radiansen är konstant längs strålen.

Varning

En stråle som inte har någon divergens ($d\Omega = 0$) eller vars divergens är ändlig och vars tvärsnitt i ett fokalkalplan är noll kan inte transportera någon energi. Bortser man från detta är det lätt att hamna i motsägelser.

Temperaturstrålning

Varje kropp vars temperatur T befinner sig över absoluta nollpunkten utsänder elektromagnetisk strålning, som kallas temperaturstrålning. Dess effekt beror dels på kroppens temperatur dels egenskaper hos ytan och hos materialet. Temperaturstrålning förekommer inom ett stort våglängdsområde (FIG. I:4).

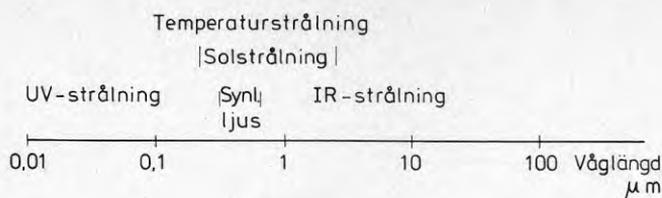


FIG. I:4.

En absolut svart kropp är definitionsmässigt en kropp som absorberar all infallande strålning oavsett riktning och våglängd. Ingen verklig yta är fullständigt svart men en sådan yta kan tillnärmelsevis realiseras med en liten öppning i ett hålrum. Praktiskt taget all strålning som faller in genom öppningen kommer att absorberas efter ett antal successiva reflexioner mot väggarna i hålrummen. Den svarta kroppen är en idealisering relativt vilken man beskriver verkliga kroppar.

Eftersom ögat bara är känsligt för synligt ljus är det med detta svårt att bedöma hur stor del av temperaturstrålningen en yta absorberar. En vitmålad yta reflekterar synligt ljus men den har lika hög absorptionsfaktor för infraröd strålning som en svartmålad yta.

En svart kropp är också en perfekt källa för temperaturstrålning dvs. vid en given temperatur utstrålar den större effekt än någon annan kropp.

För en kropp i termisk jämvikt med sin omgivning kan denna egenskap illustreras med följande tankeexperiment. Betrakta två små kroppar med de konvexa begränsningsytorna A_1 och A_2 som är inneslutna i ett stort hålrum. Vid jämvikt har alla delar av systemet samma temperatur och termodynamikens andra huvudsats säger att ingen nettotransport av energi sker mellan systemets olika delar. Följaktligen måste temperaturstrålningen i hålrummet vara lika stor i alla riktningar. Beteckna strålningen per ytenhet med W . Kalla ytornas absorptionsfaktorer α_1 resp. α_2 och deras utstrålade effekt per ytenhet för q_1 resp. q_2 . Energijämvikt för kroppar ger nu

$$W \cdot A_1 \alpha_1 = q_1 A_1 \quad \text{och} \quad W \cdot A_2 \alpha_2 = q_2 A_2$$

varav följer

$$q_1 / \alpha_1 = q_2 / \alpha_2 = W$$

Alltså förhållandet mellan den utstrålade effekten per ytenhet och absorptionsfaktorn är vid termisk jämvikt lika för alla ytor och kvoten W beror endast av temperaturen. Antagandet om termisk jämvikt medför att detta viktiga samband gäller strikt endast då ingen nettotransport av energi sker i systemet. Utifrån denna likhet kan emissionsfaktorn ϵ definieras genom sambandet

$$q = \epsilon W$$

och ovanstående resultat kan då skrivas som

$$\epsilon = \alpha$$

Eftersom en svart kropp har absorptionsfaktorn 1 så utsänder den strålningen W vilket är den maximala strålningen en kropp kan utsända. Strålningen i hållrummet, som är oberoende av materialet i väggarna, är tydligen detsamma som strålningen från en svart kropp.

Plancks strålningslag ger strålningen M_λ från en svart kropp som funktion av absoluta temperaturen T och våglängden λ

$$M_\lambda(\lambda, T) = C_1 / \{ \lambda^5 (e^{C_2/\lambda T} - 1) \} \quad W / (m^2 \cdot m)$$

där $C_1 = 3,74 \cdot 10^{16} \quad W m^2$

$C_2 = 1,44 \cdot 10^{-2} \quad m \cdot K$

Den strålningseenergi inom våglängdsintervallet (λ_1, λ_2) som per tids- och ytenhet utstrålar från en absolut svart yta i halvrymden framför ytan beräknas enligt (FIG. I:5)

$$M = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M_{\lambda}(\lambda, T) d\lambda \quad \text{W/m}^2$$

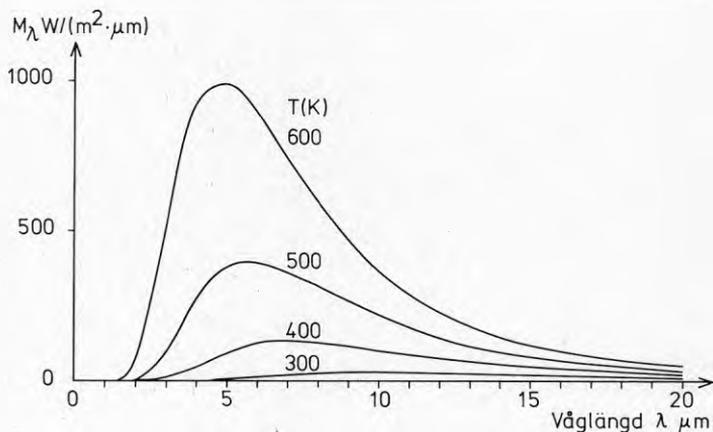


FIG. I:5. Spektralfördelningen - enligt Plancks lag - hos temperaturstrålningen från en svart kropp med temperaturen $T(K)$.

Wiens förskjutningslag anger hur våglängden λ_{\max} som svarar mot maximum för $M_{\lambda}(\lambda, T)$ beror av absoluta temperaturen T .

$$\lambda_{\max} \cdot T = 2,90 \cdot 10^{-3} \quad \text{m} \cdot \text{K}$$

Stefan Boltzmanns lag som erhålls genom att integrera $M_{\lambda}(\lambda, T)$ över alla våglängder ger den totala strålnings-effekten per ytenhet $M(T)$ från en absolut svart kropp.

$$M(T) = \sigma T^4 \quad \text{W/m}^2$$

där $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \quad \text{W/m}^2 \cdot \text{K}^4$

Lamberts cosinuslag. Kroppar kallas fullständigt diffus om den utstrålade - emitterade, reflekterade eller transmitterade - radiansen är oberoende av riktningen. Detta gäller definitionsmässigt för en svart kropp. För sådana ytor gäller att

$$M = \Pi \cdot L$$

där M är exitansen och L är radiansen. Många verkliga kroppar strålar approximativt som en fullständigt diffus kropp. Radiansen från solen är nästan oberoende av riktningen och vi uppfattar den därför som en plan strålände skiva.

Intensiteten dI från ett plant ytelement dA_s på en fullständigt diffus kropp ges av

$$dI = L \cos \theta \, dA \quad W/sr$$

Motsvarande strålningsflöde $d^2\Phi$ ges av

$$d^2\Phi = L \cos \theta \, dA_s \, d\Omega \quad W$$

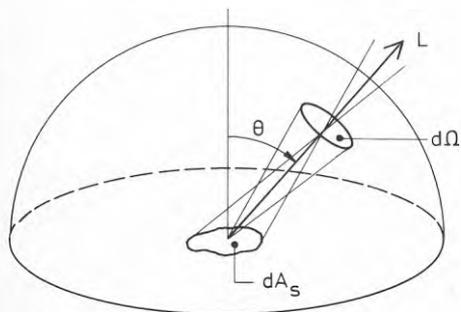


FIG. I:6.

Illustration till cosinuslagen.

Eftersom radiansen L från en fullständigt diffus källa är oberoende av riktningen är strålningsflödet och intensiteten proportionella mot $\cos \theta$. Detta riktningsberoende kallas *Lamberts cosinuslag*.

Absorptions- och emissionsfaktor

Absorptionsfaktorn, α , definieras som kvoten mellan infallande energi och absorberad energi. Denna definition

medför att absorptionsfaktorn inte endast beror av materialet och ytans egenskaper utan även av det infallande strålningsflödets riktning och spektralfördelning. I definitionen av absorptionsfaktorn måste strålningens riktningsegenskaper och spektrala fördelning fastläggas för att absorptionsfaktorn skall vara en egenskap hos kroppen. Absorptionsfaktorn för parallell monokromatisk strålning kan sålunda definieras med sambandet (FIG. I:7)

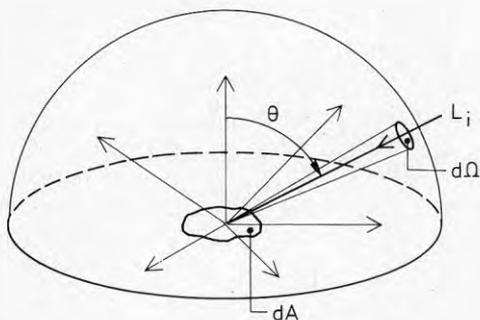


FIG. I:7.

Illustration till definitionen av den riktade absorptionsfaktorn.

$$\alpha_{\lambda}(\lambda, \theta, \Phi) = \frac{d\Phi_a}{d\Phi_i}$$

där $d\Phi_i = L_{\lambda i}(\theta) \cdot \cos \theta_i \cdot dA \cdot d\Omega \cdot d\lambda$

och där $d\Phi_a$ är den del av den infallande strålningen $d\Phi_i$ som absorberas i ytan. Den riktade monokromatiska absorptionsfaktorn $\alpha_{\lambda}(\theta, \Phi)$ är en egenskap hos provet.

I analogi med definitionen för den monokromatiska riktade absorptionen $\alpha_{\lambda}(\lambda, \theta, \Phi)$ kan en monokromatisk riktad emission $\epsilon_{\lambda}(\lambda, \theta, \Phi)$ definieras med sambandet

$$\epsilon_{\lambda}(\lambda, \theta, \Phi) = \frac{L_{\lambda}(\theta, \Phi)}{L_{b\lambda}(\theta, \Phi)}$$

där $L_{\lambda}(\theta, \Phi)$ är den emitterade radiansen från provet i riktningen (θ, Φ) och vid våglängden λ och där $L_{b\lambda}(\theta, \Phi)$

är motsvarande radians från en svart kropp med samma temperatur. $\epsilon_\lambda(\lambda, \theta, \Phi)$ är en egenskap hos provet.

Både ϵ_λ och α_λ är temperaturberoende men för enkelhetens skull anges här inte detta beroende explicit. För värmetekniska beräkningar är sällan de monokromatiska riktade storheterna av intresse eftersom det fordras ett komplicerat och omfattande beräkningsarbete för att utnyttja denna information. Det fordras dessutom dyr utrustning och är tidskrävande att bestämma dessa absorptions- och emissionsfaktorer, varför de för flertalet material ej finns tillgängliga i litteraturen. I praktiska beräkningar används därför medelvärden av α och ϵ bestämda för aktuella våglängdsintervall och riktningar. Bakom detta förfarande ligger ett implicit antagande att ytans egenskaper ej varierar med våglängd och riktning, dvs. att ytan är grå och diffus inom det aktuella riktnings- och våglängdsintervallet. I allmänhet ger detta förfarande tillräcklig noggrannhet men för t.ex. speglade ytor och ytor vars egenskaper är kraftigt våglängdsberoende kan felen bli betydande. I solfångare förekommer ofta sådana ytor och man bör därför i varje enskilt fall bedöma rimligheten i de approximationer man använder. För ytor vars egenskaper inte varierar mycket inom det aktuella våglängdsintervallet är ett medelvärde av α och ϵ över våglängden en "praktisk" storhet.

Den riktade totala emissionsfaktorn definieras av sambandet

$$\epsilon_t(\theta, \Phi) = \frac{\int_0^\infty L_{b\lambda} \cdot \epsilon_\lambda(\theta, \Phi, \lambda) d\lambda}{\int_0^\infty L_{b\lambda} d\lambda}$$

Radiansen $L_{b\lambda}$ från en svart kropp beror av absoluta temperaturen T varför även ϵ_t blir beroende av T . Vilket kan framhävas genom att skriva $\epsilon_t(\theta, \Phi, T)$. Totalt

(t) syftar alltså på svartkroppstrålningens våglängdsberoende och ett uppgivet värde på ϵ_t bör åtföljas av ett värde på T. Ofta anges den totala emissionsfaktorn för ytans normalriktning $\epsilon_t(0, \Phi, T)$ (eller ϵ_N) i litteraturen.

Vad gäller absorptionsfaktorn är det intressant att beräkna denna för speciella strålningskällor.

Den riktade absorptionsfaktorn för solljus beräknas enligt formeln

$$\alpha_s(\theta, \Phi) = \frac{\int_0^{\infty} \alpha_{\lambda}(\theta, \Phi, \lambda) L_{s\lambda}(\theta, \Phi) d\lambda}{\int_0^{\infty} L_{s\lambda}(\theta, \Phi) d\lambda}$$

där $L_{s\lambda}(\theta, \Phi)$ är den radians, som härrör från solen. Denna varierar något med solhöjd och atmosfärens sammansättning vilket medför att $\alpha_s(\theta, \Phi)$ ej är helt entydig. För beräkningar på värmebalansen för satelliter används ett α_s som är beräknat utan atmosfärens inverkan.

Den monokromatiska absorptionsfaktorn $\alpha_{\lambda}(2\Pi)$ resp. emissionsfaktorn $\epsilon_{\lambda}(2\Pi)$ ges av

$$\alpha_{\lambda}(2\Pi) = \frac{\int_{\Omega} \alpha_{\lambda}(\theta, \Phi) L_{\lambda i}(\theta, \Phi) \cos \theta d\Omega}{\int_{\Omega} L_{\lambda i}(\theta, \Phi) \cos \theta d\Omega}$$

där $\int_{\Omega} L_{\lambda i}(\theta, \Phi) \cos \theta d\Omega = E_{\lambda i}$ samt av

$$\epsilon_{\lambda}(2\Pi) = \frac{\int_{\Omega} \epsilon_{\lambda}(\theta, \Phi) L_{b\lambda} \cos \theta d\Omega}{M_{b\lambda}}$$

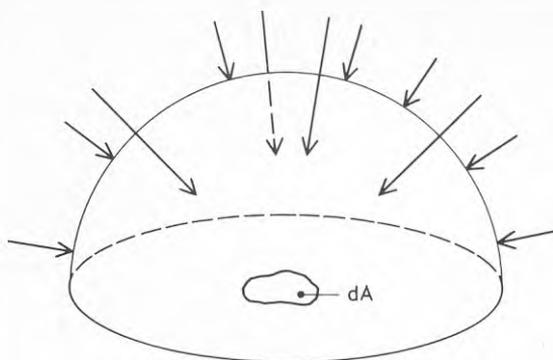


FIG. 1:8. Alternativt kan $\alpha(2\Pi)$ bestämmas genom att mäta reflexionen då provet bestrålas likformigt från alla riktningar.

där 2Π anger att medelvärdet beräknats för hela halvsfären ovanför ytan. $\alpha_\lambda(2\Pi)$ beror av $L_{\lambda i}(\theta, \Phi)$ medan $\epsilon_\lambda(2\Pi)$ är en egenskap hos provet.

Genom att ta medelvärdet både över våglängd och riktning erhålls absorptionsfaktorn $\alpha(2\Pi)$ resp. emissionsfaktorn $\epsilon_t(2\Pi)$. Även i detta fall är absorptionsfaktorn beroende av den infallande radiansen medan emissionsfaktorn ϵ är en egenskap hos provet.

Viktiga specialfall av

$$\alpha_\lambda(\theta, \Phi), \alpha(\theta, \Phi), \epsilon_\lambda(\theta, \Phi) \text{ och } \epsilon(\theta, \Phi)$$

erhålls för $\theta = 0$ dvs. för strålning parallell med ytans normal. Dessa betecknas $\alpha_{\lambda N}$, α_N , $\epsilon_{\lambda N}$ och ϵ_N . Det är viktigt att skilja på alla dessa storheter vilket inte är alldeles lätt eftersom svenska namn ofta saknas.

Ofta talar man om absorptionsfaktorn och emissionsfaktorn som egenskaper hos en yta. Metaller har mycket hög inre absorption och därför bidrar endast ett extremt tunt skikt innanför metallytan till absorptionen och emissionen vid ytan. För metaller kan det därför vara meningsfullt att tänka sig emissionsfaktorn och

absorptionsfaktorn som egenskaper hos ytan. Men i de flesta andra material bidrar ett väsentligt tjockare skikt till emissionen och absorptionen och därmed kan det vara direkt vilseledande att betrakta dessa som egenskaper hos ytan, FIG. I:9. För att ett prov skall ha en emissionsfaktor som är karakteristisk för materialet ifråga fordras att provet dels är så tjockt att det är helt opakt vid aktuella våglängder dels att ytan har optisk planhet. Exemplet i FIG. I:9 saknar relevans för plana solfångare men det visar tydligt hur stor betydelse provets tjocklek kan ha för emissionsfaktorn $\epsilon_{\lambda}(2\pi)$.

Halvfärisk emissionsfaktor, tjocklek i cm

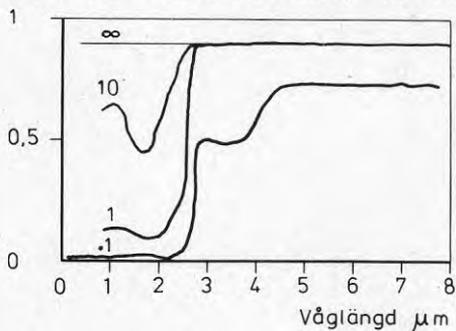


FIG. I:9.

Emissionsfaktor för
fönsterglas vid
1000°C för olika
tjocklek.

Reflexion vid en yta

Det är mer komplicerat att beskriva reflexionen vid en yta än att beskriva emissionen och absorptionen ty reflexionsfaktorn beror både av den infallande strålningen och av den riktning ur vilken man betraktar den reflekterade strålningen. I plana homogena ytor reflekteras parallell strålning enligt den välbekanta strålningslagen (s.k. speglande reflexion) men vid reflexion i en fullständigt diffus yta är den reflekterade radiansen konstant i alla riktningar oberoende av den infallande strålningens geometriska egenskaper. Reflexion i de flesta verkliga ytor är varken fullständigt diffus eller speglande men kan ofta med tillräcklig noggrannhet beskrivas som en kombination av speglande och diffus reflexion.

Betrakta den mot en yta infallande strålningen från riktningen (θ_i, Φ_i) och den del av denna strålning som reflekteras i riktningen (θ_r, Φ_r) enligt FIG. I:10. Radianserna hos den infallande respektive reflekterade strålningen betecknas med $L_{\lambda i}(\theta_i, \Phi_i)$ resp. $L_{\lambda r}(\theta_i, \Phi_i; \theta_r, \Phi_r)$. Genom att skriva ut infallsriktningen i beteckningen för den reflekterade radiansen betonas att denna endast avser den del av den reflekterade strålningen som beror av den infallande strålningen från riktningen (θ_i, Φ_i) .

I beteckningen anges här alltid infallsvinkeln före reflexionsvinkeln. Den mest fundamentala reflexionsfaktor som kan definieras är den som ger sambandet mellan $L_{\lambda r}$ och $L_{\lambda i}$. Denna monokromatiska reflexionsfaktor $\rho_\lambda(\theta_i, \Phi_i; \theta_r, \Phi_r)$ ¹ som alltså beror av två riktningar och våglängden, har ingen vedertagen benämning på svenska.

Följande definition används här eftersom den är vanlig i litteraturen på solenergiområdet.

$$\rho_\lambda(\theta_i, \Phi_i; \theta_r, \Phi_r) = \frac{L_{\lambda r}(\theta_i, \Phi_i; \theta_r, \Phi_r)}{L_{\lambda i}(\theta_i, \Phi_i) \cos \theta_i \, d\Omega_i}$$

Detta är kvoten mellan den radians i riktningen (θ_r, Φ_r) som uppstår när ytan bestrålas med irradiansen $L_{\lambda i}(\theta_i, \Phi_i) \cos \theta_i \, d\Omega_i$ från riktningen (θ_i, Φ_i) se FIG. I:10. Notera att $\rho_\lambda(\theta_i, \Phi_i; \theta_r, \Phi_r)$ har dimensionen 1/rymdvinkel och kan anta värden mellan noll och oändligheten. För en speglande yta kan reflexionsfaktorn $\rho_\lambda(\theta_1, \Phi_1; \theta_1, \Pi + \Phi_1)$ anta mycket höga värden.

Man kan definiera en reflexionsfaktor $\rho_\lambda(\theta_i, \Phi_i; 2\Pi)$ som kvoten mellan den energi per tidsenhet

¹ Flera olika definitioner av $\rho_\lambda(\theta_i, \Phi_i; \theta_r, \Phi_r)$, som ger denna olika numeriska värden, är i bruk i litteraturen.

$q_{\lambda_r}(\theta_i, \phi_i; 2\pi)^x$ som reflekteras i alla riktningar och den infallande energin per tidsenhet $q_{\lambda_i}(\theta_i)$ från en riktning (θ_i, ϕ_i) .

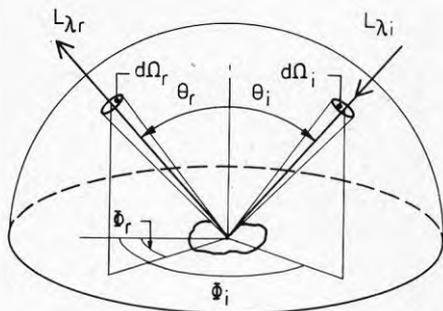


FIG. I:10.

Illustration till definitionen av den dubbelriktade reflexionsfaktorn $\rho(\theta_i, \phi_i; \theta_r, \phi_r)$.

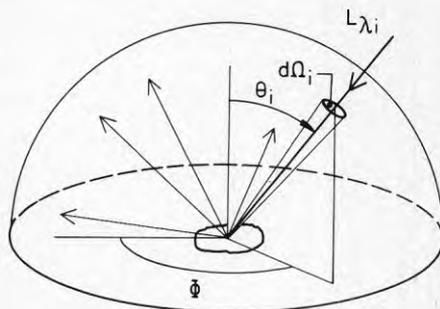


FIG. I:11.

Illustration till definitionen av den riktade reflexionsfaktorn $\rho(\theta_i, \phi_i; 2\pi)$.

Med beteckningar enligt FIG. I:11 fås q_{λ_i} som produkten av irradiansen $L_{\lambda_i}(\theta_i, \phi_i)$, $\cos \theta_i d\Omega_i$ och ytan dA

$$q_{\lambda_i}(\theta_i, \phi_i) = L_{\lambda_i}(\theta_i, \phi_i) \cdot \cos \theta_i d\Omega_i \cdot dA$$

och $q_{\lambda_r}(\theta_i, \phi_i; 2\pi)$ ges av

$$q_{\lambda_r}(\theta_i, \phi_i; 2\pi) =$$

$$= \int_{\Omega} \rho_{\lambda}(\theta_i, \phi_i; \theta_r, \phi_r) L_{\lambda_i}(\theta_i) \cos \theta_i d\Omega_i \cdot dA \cdot \cos \theta_r d\Omega_r$$

reflexionsfaktorn ges nu av

^x Halvsfären över ytan motsvarar rymdvinkeln 2π steradianer.

$$\rho_{\lambda}(\theta_i, \Phi_i; 2\Pi) = \frac{q_{\lambda r}(\theta_i, \Phi_i; 2\Pi)}{q_{\lambda i}(\theta_i, \Phi_i)}$$

genom insättning och förenkling fås

$$\rho_{\lambda}(\theta_i, \Phi_i; 2\Pi) = \int_{\Delta} \rho_{\lambda}(\theta_i, \Phi_i; \theta_r, \Phi_r) \cos \theta_r \, d\Omega_r$$

Av det uttryck för $\rho_{\lambda}(\theta_i, \Phi_i; 2\Pi)$ framgår att denna reflexionsfaktor inte beror av den infallande strålningen. Reflexionsfaktorn $\rho_{\lambda}(2\Pi; \theta_r, \Phi_r)$ definieras som kvoten mellan den reflekterade radiansen $L_{\lambda r}(2\Pi; \theta_r, \Phi_r)$ i riktningen (θ_r, Φ_r) och medelvärdet av irradiansen på ytan.

$L_{\lambda r}$ ges av

$$\begin{aligned} L_{\lambda r}(2\Pi; \theta_r, \Phi_r) &= \\ &= \int_{\Delta} \rho_{\lambda}(\theta_i, \Phi_i; \theta_r, \Phi_r) \cdot L_{\lambda i}(\theta_i, \Phi_i) \cos \theta_i \, d\Omega_i \end{aligned}$$

och $\rho_{\lambda}(2\Pi; \theta_r, \Phi_r)$ ges av

$$\rho_{\lambda}(2\Pi; \theta_r, \Phi_r) = \frac{L_{\lambda r}(2\Pi; \theta_r, \Phi_r)}{\frac{1}{\Pi} \cdot \int_{\Delta} L_{\lambda i}(\theta_i, \Phi_i) \cos \theta_i \, d\Omega_i}$$

Denna reflexionsfaktor är beroende av den infallande strålningen.

Då den infallande strålningen är isotrop dvs. då $L_{\lambda i}(\theta_i, \Phi_i)$ är oberoende av infallsvinkelns erhålls följande enkla samband

$$\begin{aligned} \rho_{\lambda}(2\Pi; \theta_r, \Phi_r) &= \frac{L_{\lambda r}(2\Pi; \theta_r, \Phi_r)}{L_{\lambda i}} = \\ &= \int_{\Delta} \rho_{\lambda}(\theta_i, \Phi_i; \theta_r, \Phi_r) \cos \theta_i \, d\Omega_i \end{aligned}$$

där $d\Omega = \sin \theta \, d\theta \, d\Phi$

och $\int_D \cos \theta \sin \theta \, d\theta \, d\Phi = \Pi$ har utnyttjats.

Genom att sätta in $\rho_\lambda(\theta_i, \Phi_i; \theta_r, \Phi_r) = \rho_\lambda(\theta_r, \Phi_r; \theta_i, \Phi_i)$, som är ett specialfall av Helmholtz reciprocitetssats, i ovanstående ekvation och jämföra med ekvation på föregående sida inses att

$$\rho_\lambda(2\Pi; \theta_r, \Phi_r) = \rho_\lambda(\theta_i, \Phi_i; 2\Pi)$$

där $\theta_i = \theta_r$ och $\Phi_i = \Phi_r$

och där $\rho_\lambda(2\Pi; \theta_r, \Phi_r)$ är bestämd för *likformigt infallande instrålning*.

Motsvarande samband gäller för de totala reflexionsfaktorerna med den inskränkningen att antingen skall $\rho_\lambda(\theta_i, \Phi_i; \theta_r, \Phi_r)$ vara oberoende av våglängden eller också skall spektralfördelningen hos den infallande radiansen $L_{\lambda i}(\theta_i, \Phi_i)$ vara oberoende av riktningsen (θ_i, Φ_i) .

Samband mellan α , ϵ och ρ

Kirchhoffs lag. Tidigare har det visats att för en kropp i termisk jämvikt med sin omgivning gäller att

$$\alpha = \epsilon$$

där α och ϵ är den totala absorptions- resp. emissionsfaktorn. Eftersom α beror av den infallande strålningen och därför inte är en egenskap hos ytan, vilket däremot ϵ är, kan likheten $\alpha = \epsilon$ inte gälla allmänt. Sambandet är ett specialfall av Kirchhoffs lag och det gäller strikt endast då den infallande strålningen är isotrop och dess spektralfördelning är densamma som för strålningen från en svart kropp med provets temperatur.

En mer allmän form av Kirchhoffs lag¹ säger att i en punkt på en temperaturstrålares yta är vid varje temperatur och varje våglängd den spektrala riktade emissionsfaktorn lika med den spektrala riktade absorptionsfaktorn för strålning i samma riktning dvs.

$$\alpha_{\lambda}(\theta, \phi, T) = \epsilon_{\lambda}(\theta, \phi, T)$$

Ur detta samband kan olika specialfall härledas. För en yta vars egenskaper inte varierar med våglängden inom det betraktade våglängdsområdet gäller

$$\epsilon(\theta, \phi) = \alpha(\theta, \phi)$$

Ofta är riktningsberoendet hos absorptionsfaktorn så litet att

$$\alpha_{\lambda}(2\pi) = \epsilon_{\lambda}(2\pi)$$

är en god approximation.

Den infallande strålningen absorberas, reflekteras och transmitteras när den träffar en kropp. Av energiprincipen följer direkt att

$$\alpha + \rho + \tau = 1$$

där α = absorptionsfaktorn

ρ = reflexionsfaktorn

τ = transmissionsfaktorn.

För en *opak* kropp är transmissionen noll och ekvationen reduceras i detta fall till

$$\alpha + \rho = 1$$

¹ I den allmänna formen av Kirchhoffs lag tas hänsyn till att α och ϵ beror av polarisationsriktningen.

Vissa geometriska och spektrala villkor skall vara uppfyllda för att dessa samband skall gälla.

Genom att utnyttja Kirchhoffs lag kan t.ex. den monokromatiska emissionen i normalriktningen bestämmas utifrån ett uppmätt värde på reflexionsfaktorn.

Kirchhoffs lag ger

$$\varepsilon_{\lambda N}(0, \Phi) = \alpha_{\lambda N}(0, \Phi)$$

$\alpha_{\lambda N}$ kan bestämmas i en mätning där provet bestrålas med parallell monokromatisk strålning vinkelrätt mot ytan, FIG. I:12. Dels måste irradiansen av provet

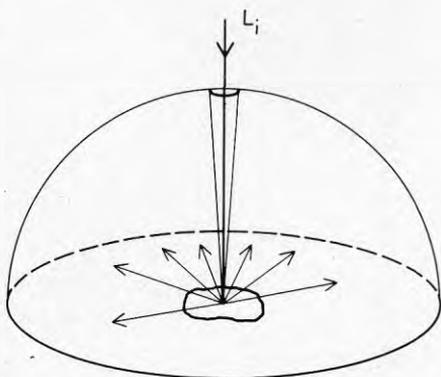


FIG. I:12.

Illustration till bestämning av absorptionsfaktorn $\alpha_{\lambda N}$.

mätas dels måste reflekterad strålning i alla riktningar mätas. Den sökta reflexionsfaktorn är alltså

$$\rho_{\lambda}(0, \Phi; 2\pi) \text{ ty}$$

$$\alpha_{\lambda N}(0, \Phi) = 1 - \rho_{\lambda}(0, \Phi; 2\pi)$$

Genom att utnyttja reciprocitetssatsen

$$\rho_{\lambda}(0, \Phi; 2\pi) = \rho_{\lambda}(2\pi; 0, \Phi)$$

ser vi att det sökta värdet kan erhållas med två olika metoder.

Detta exempel illustrerar att det är viktigt att känna till geometrin i mätsituationen som ligger bakom ett visst mätvärde för att undvika misstag.

LITTERATUR

Ahlström, B, Hedman, E & Dättermark, B, 1977, Solar Energy House in Linköping. (Statens råd för byggnadsforskning.) Document D9:1977. Stockholm.

Baer, S, 1974, Solar Water Heater. (Zome Works.) Albuguerque, NM.

Baum, V A et al., 1973, Effet de la sélectivité dans les installation solaires énergetiques. (International Solar Energy Congress - The Sun in the Service of Mankind.) Paper E 41. Paris.

Bergman et al., 1974, Infrared-Reflecting Selective Surface Materials Which Can Be Useful for Architectural and/or Solar Heat Collector Windows. (AIP Conf. Efficient Use of Energy.) Proceeding No 25, 1976.

Blickenderfer, R, Deardorff, D K & Lincoln, R L, 1977, Spectral Reflectance of TiN_x and ZrN_x Films as Selective Solar Absorbers. (Solar Energy.) 19 4, p. 429-432.

Bruno, R, Hermann, W, Höerster, H, Kersten, R & Mahdjuri, F, 1975, The Utilization of Solar Energy and Energy Conservation in Philips' Experimental House. (International Solar Energy Soc.) Paper 41/8. Los Angeles.

Buchberg, H, Catton, I & Edwards, D K, 1974, Natural Convection in Enclosed Spaces: A Review of Application to Solar Energy Collection. (American Soc. of Mechanical Engineers.) 74-WA/HT-12. New York.

Buchberg, H & Edwards, D K, 1976, Design Considerations for Solar Collectors with Cylindrical Glass Honeycombs. (Solar Energy.) 18 3, p. 193-203.

Christie, E A, 1970, Spectrally Selective Blacks for Solar Energy Collection. (ISES Conf.) Paper No 7/81. Melbourne.

CIE Vocabulaire International de l'Éclairage, 3^e Edition, 1970. Paris.

Close, D J, 1962, Flat Plate Solar Absorbers. The Production and Testing of a Selective Surface for Copper Absorber Plates. (CSIRO Engineering Section.) Report E.D.7, June. Melbourne.

Cox, R L, 1965, Fundamentals of Thermal Radiation in Ceramic Materials. (Symposium on Thermal Radiation of Solids, Katzoff /Editor/.) NASA SP-55. San Francisco.

Mc Donald, G, 1974a, Refinement in Black Chrome for Use as a Solar Selective Coating. (Lewis Research Center.) NASA TMX-3136. Cleveland, Ohio.

- Mc Donald, G, 1974b, Spectral Reflectance Properties of Black Chrome for Use as a Solar Selective Coating. (Lewis Research Center.) NASA TMX-71596. Cleveland, Ohio.
- Duffie, J A & Beckman, W A, 1974, Solar Energy Thermal Processes. (John Wiley & Sons.) New York.
- Eaton, C B & Blum, H A, 1975, The Use of Moderate Vacuum Environments as a Means of Increasing the Collection Efficiencies and Operating Temperatures of Flat Plate Collectors. (Solar Energy.) 17, p. 151-158.
- Edlin, F E & Willauer, D E, 1961, Plastic Films for Solar Energy Applications. (Conference on New Sources of Energy.) Paper S/33. Rome.
- Edwards, D K et al., 1961, Spectral and Directional Thermal Radiation Characteristics of Selective Surfaces for Solar Collectors. (Conf. on New Sources of Energy.) Paper S/43. Rome.
- Edwards, D K, Arnold, J N & Catton, I, 1976, End-Clearance Effects on Rectangular-Honeycomb Solar Collectors. (Solar Energy.) 18 3, p. 253-257.
- Energy Research Centre, 1976, The University of Sydney Energy Research Centre Third Annual Report. p. 4-25.
- Engström et al., 1977, Solvärmsystem och energilagring. Solenergi i Sverige. (Nämnden för energiproduktionsforskning.) Planeringsrapport NE 1977:21.
- Eriksson, J C, Löfvenberg, A, Raldow, W, Schwartz, J & Wettermark, G, 1977, Destillationslagring av lågtemperaturvärme. (Inst. f. fysikalisk kemi, KTH.) Stockholm.
- Fan, J C C & Zavracky, P M, 1973, Optical Properties of TiO_2/Ag and TiO_2/Au Films. (Solid State Research.) Report No 1973:4, p.53-55.
- Fan, J C C et al., 1974a, Heat Mirrors for Solar-Energy Collection and Radiation Insulation. (9th Intersociety Energy Conversion Engineering Conf.) San Francisco.
- Fan, J C C et al., 1974b, Transparent Heat-Mirror Films of $TiO_2/Ag/TiO_2$ for Solar Energy Collection and Radiation Insulation. (Applied Physics Letters.) No 25 12, p.693.
- Francia, 1961, A New Collector of Solar Radiant Energy Theory and Experimental Verification. (UN Conf. on New Sources of Energy.) p. 554-558. Rome.
- Francken, J C, The Heat Pipe Fin. A Novel Design of a Planar Collector. (Technical Physics Laboratory, Univ. of Groningen.) Groningen.
- Fuschillo, N, 1975, Semi Transparant Solar Collector Window Systems. (Solar Energy.) No 17, p. 159-165.

- Gillette, R B, 1975, Glass Solar Heat Collector Development. (The Workshop on Solar Collectors for Heating and Cooling of Buildings. Univ. of Maryland.) Report No NFS-RA-N-75-019, p. 73. New York.
- Girido, V, 1976, Solvärmsystem för husuppvärmning i Skandinavien. Beräkning av möjliga energitillskott från solvärmsystem. (Inst. f. byggnadsteknik, KTH.) Arbetsrapport. Stockholm.
- Goodman, R D & Menke, A G, 1975, Effect of Coverplate Treatment on Efficiency of Solar Collectors. (Solar Energy.) No 17, p. 207-211.
- Groth, R & Kauer, E, 1965, Thermal Insulation of Sodium Lamps. (Philip Technical Review.) No 456, p. 105-.
- Groth, R, 1966, Untersuchungen an halbleitenden Indiumoxydschichten. (Phys. Stat. Sol.) No 14, p. 69.
- Groth, R & Reichelt, 1974, Gold Coated Glass in the Building Industry. (Gold Bulletin.) No 7, p. 62-68.
- Harding, G L, 1975a, Molybdenumoxide Black Selective Solar Absorber. (School of Physics, Univ. of Sydney.) SP 75/4, p. 10.
- Harding, G L, 1975b, Chromium Black Selective Solar Absorbers. (School of Physics, Univ. of Sydney.) SP 75/5.
- Harding, G L, 1976, Sputtered Metal Carbide Solar Selective Absorbers. (J. Vac. Sci. & Technology.) 13, p. 1070.
- Harris, L & Beasley, J K, 1952, The Infrared Properties of Gold Smoke Deposits. (Journal Opt. Soc. Amer.) No 42, p. 134.
- Hollands, K G T, 1963, Directional Selectivity, Emittance and Absorptance Properties of Vee Corrugated Specular Surfaces. (Solar Energy.) 7 3, p. 108.
- Hollands, K G T, 1965, Honeycomb Devices in Flat-Plate Solar Collectors. (Solar Energy.) 9, p. 159-167.
- Horwitz, C M, 1974, A New Solar Selective Surface. (Optics Communications.) No 11 2, p. 210.
- Horwitz, C M, 1975, Selective Surfaces Using Metallic Globular Particles and Meshes. (International Solar Energy Society.) Paper No 30/3. Los Angeles.
- Hottel, H C & Woertz, B B, 1942, The Performance of Flat-Plate Solar-Heat Collectors. (Trans ASME.) 64 91.
- Hottel, H C & Unger, T A, 1959, The Properties of a Copper Oxide-Aluminium Selective Black Surface Absorber of Solar Energy. (Solar Energy.) No 3, p. 10.

Hsieh, C K & Coldewey, R W, 1974, Study of Thermal Radiative Properties of Antireflection Glass for Flat-Plate Solar Collector Covers. (Solar Energy.) No 16 p. 63.

Höglund, I & Stephenson, D G, 1968, Tabeller för beräkning av solinstrålning mot byggnader. (Statens institut för byggnadsforskning.) Rapport 49/68. Även medd. nr 63 från institutionen för byggnadsteknik, KTH. Stockholm.

Irvine, T F et al., 1958, Solar Collector Surfaces with Wavelength Selective Radiation Characteristics. (Solar Energy.) No 2, p. 12-16.

Kauer, E, Kersten, R & Mahdjuri, F, 1975, Photothermal Conversion. (Acta Electronica.) 18 4, p. 295-304.

Mc Kenzie, D R, 1975, Selective Nature of Gold-Black Deposits. (School of Physics, Univ. of Sydney.) Rapport SR, 5, p. 20.

Kittel, Ch, 1968, Introduction to Solid State Physics. Wiley.

Klein et al., 1974, Transient Considerations of Flat-Plate Solar Collectors. (Journal of Engineering of Power.) April, p. 109-113.

Korsgaard, V & Esbensen, T V, 1975, The Solar Heating System in the Zero Energy House in Denmark. (International Solar Energy Soc.) Paper 41/6. Los Angeles.

Kozyrev, B P & Vershinin, O E, 1959, Determination of Spectral Coeff. of Diffuse Refl. of Infrared Radiation from Blackened Surfaces. (Optics and Spectroscopy.) 6, p. 345.

Kraegpöth, K, 1976, Eksempler på solfangerberegninger. Solenergidagen, juni 1976. (Laboratoriet for Varmeisolering. Danmarks tekniske højskole.)

Lumsdaine, E, 1970, Transient Solution and Criteria for Achieving Maximum Fluid Temperature in Solar Energy Ap-Plications. (Solar Energy.) Vol. 13, p. 3-19.

Mar, H Y B, Lin, J H, Zimmer, P B, Peterson, R E & Gross, J S, 1975, Optical Coatings for Flat Plate Solar Collectors. (Energy Research and Development Administration.) Final Report. Washington.

Mathew, H et al., 1975, Enhanced Solar Energy Collection Using Reflector-Solar Thermal Collector Combinations. (Solar Energy.) No 17, p. 277-283.

Meinel, A B & Meinel, M P, 1972, Physics Looks at Solar Energy. (Physics Today.) Febr., p. 44.

Meinel, A B & Meinel, M P, 1976, Applied Solar Energy. An Introduction. (Addison-Wesley Publishing Comp.)

- NASA, 1973, Tech. Brief B73-10156 MSFC. Huntsville, Alabama.
- Pettit, R B & Sowell, R R, 1975, Solar Absorptances and Emittance Properties of Several Solar Coatings. (Intern. Solar Energy Congress "Solar Use Now - A Resource for People".) Paper 30/1. Los Angeles.
- Rainhart, L G & Schimmel, W P, 1975, Effects of Outdoor Ageing on Acrylic Sheets. (Solar Energy.) 17, p. 259-264.
- Riordan, R H S, 1962, Selective Surfaces for Solar Absorbers. (CSIRO Engineering Section.) Report E.D.7. Melbourne.
- Rosengren, B, 1977, The Termoroc House - An Experimental Low-Energy House in Sweden. (Statens råd för byggnadsforskning.) Document D8:1977. Stockholm.
- Santala, T & Sabol, R, 1975, Development of High Efficiency Collector Plates. (Intern. Solar Energy Congress "Solar Use Now - A Resource for People".) Paper 30/10. Los Angeles.
- Schiller, S, Foerster, H & Jaesh, G, 1975, Possibilities and Limitations of Large-Scale Election-Beam Evaporation. (Vac Sci & Technol.) 12 4, July/Aug.
- Scoville, A E, 1975, An Alternate Cover Material for Solar Collectors. (International Solar Energy Congress "Solar Use Now - A Resource for People.") Paper 30/11. Los Angeles.
- Seitel, S C, 1975, Collector Performance Enhancement with Flat Reflectors. (Solar Energy.) 17, p. 291-295.
- Seraphin, R O et al., 1974, Chemical Vapor Deposition Research for Fabrication of Solar Energy Converters. (Optical Sciences Center, Univ. of Arizona.)
- Sheridan, N R, 1975, Solar Heating and Cooling of Buildings in Australia. Proceedings of the United States - Australia Joint Seminar "Energy Conservation in Buildings". (Duke Univ.) Durham.
- Spencer, D L, Smith, Th & Laughlin, D E, 1976, Thermal, Fluid Flow and Mechanical Performance Characteristics of a Subatmospheric Pressure Distributed Flow Flat Plate Collector. (Solar Energy Soc. of Canada.)
- Tabor, H, 1956a, Selective Radiation I. Wavelength Discrimination. (Bull. Res. Council., Israel.) 5A, p. 119-128.
- Tabor, H, 1956b, Selective Radiation II. Wavefront Discrimination. (Bull. Res. Council., Israel.) 5A, p. 129.
- Tabor, H, 1958, Radiation Convection and Conduction Coefficients in Solar Collectors. (Bull. Res. Council., Israel.) 6C, p. 155.

Tabor, H et al., 1961, Further Studies on Selective Black Coatings. (Conf. on New Sources of Energy.) Paper S/46. Rome.

Tabor, H et al., 1964, Surfaces of Controlled Spectral Absorptance. (Symp. Thermal Radiation of Solids.) San Francisco.

Tabor, H, 1967, Selective Surfaces for Solar Collectors. "Low Temperature Engineering Application of Solar Energy." (ASHREA, Editor Jordan.)

Thomason, H E, 1960, Solar Space Heating and Air Conditioning in the Thomason Home. (Solar Energy.) Vol. IV, No 4, p. 11-19.

Touloukain, Y S et al., Thermophysical Properties of Mattar Plenum Data Corporation. Vol. 7: "Thermal Radiative Properties-Metallic Elements and Alloys" (1970); Vol. 8: "Thermal Radiative Properties-Nonmetallic Solids" (1972); Vol. 9: "Thermal Radiative Properties-Coatings" (1972).

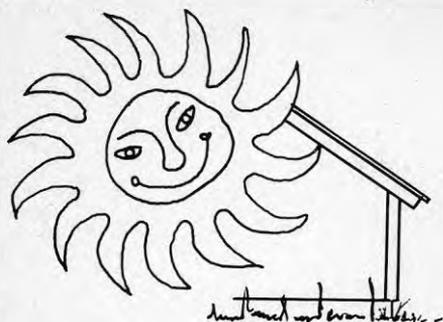
Warren, R W, 1974, Solar Selective Surfaces Made of Semiconducting Powders. (ASME.) Paper 74-WA/HT-13, p. 1-8. New York.

Whillier, A, 1963, Plastic Covers for Solar Collectors. (Solar Energy.) Vol. 7, No 3.

Williams, D A et al., 1963, Selective Radiation Properties of Particulate Coatings. (J. Engineering for Power Trans. ASME.) p. 213.

Winston, R, 1974, Solar Concentrators a Novel Design. (Solar Energy.) 16, p. 89.

Winston, R, 1975, Principles of Cylindrical Concentrators for Solar Energy. (Solar Energy.) 17, p. 255.



LITTERATUR I ANSLUTNING TILL PROJEKTET

Carlsson, B & Stymne, H, 1976, Lagring av lågtemperaturvärme i saltsmältor. (Inst. för fysikalisk kemi, KTH.) Arbetsmanuskript: Appendix till lägesrapport för BFR-projekt 750016-8.

Carlsson, B, Stymne, H & Wettermark, G, 1977, Lagring av lågtemperaturvärme i salhydratsmältor. - Kortfattad redogörelse av arbeten utförda på systemet $\text{CaCl}_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$. (Inst. för fysikalisk kemi, KTH.)

Carlsson, B & Wettermark, G, A Photochemical Solar Collector för High Temperature Heat. (Inst. för fysikalisk kemi, KTH.) Manuskript för publicering.

Eriksson, J C, Löfvenberg, A, Raldow, W, Schwartz, J & Wettermark, G, 1977, Destillationslagring av lågtemperaturvärme. (Inst. för fysikalisk kemi, KTH.)

Girido, V, 1976, Solvärmesystem för husuppvärmning i Skandinavien. Beräkning av möjliga energitillskott från solvärmesystem. (Inst. för byggnadsteknik, KTH.) Arbetsrapport.

Höglund, I, 1974a, Solenergi för byggnader. (Inst. för byggnadsteknik, KTH.) Medd. nr 103.

Höglund, I & Isakson, P, 1974b, Solvärme för hus - en utmaning. (Inst. för byggnadsteknik, KTH.) Medd. nr 107.

Isakson, P, 1977a, Effektivare solfångare. En översikt över optisk selektivitet och andra materialegenskaper av betydelse för solfångarens effektivitet. (Inst. för byggnadsteknik, KTH.) Arbetsrapport.

Isakson, P & Öfverholm, E, 1977b, Reporting Format for Solar Energy Buildings. An outline. (Inst. för byggnadsteknik, KTH.) (Byggforskningen dokument D1:1977.)

Peterson, F & Wettermark, G, 1977, Solenergi boken. (Inst. för fysikalisk kemi, KTH.) (Ingenjörsläroverket.)

Redaelli, T & Bergendahl, L, 1977, Plana termiska solfångare. Experimentell utvärdering och teoretisk analys av en plan, öppen solfångare. (Inst. för byggnadsteknik, KTH.) Arbetsrapport.

Stymne, H, 1976, Väte som energibärare. (Inst. för fysikalisk kemi, KTH.) IVA specialrapport, USA 1976:12.

Wettermark, G & Holmström, B, 1976a, Aspekter på solen som energikälla. (Inst. för fysikalisk kemi, KTH.) IVA-meddelande 204.

Wettermark, G & Kowalewska, J, 1976b, Storage of Low Temperature Heat. (Inst. för fysikalisk kemi, KTH.) BFR-Energy.

Wettermark, G & Kowalewska, J, 1976c, Storage of Solar Energy. (Inst. för fysikalisk kemi, KTH.) BFR-Energy.

Wettermark, G & Kowalewska, J, 1976d, Lagring av solenergi. (Inst. för fysikalisk kemi, KTH.) Kemisk Tidskrift 1976:1-2, s. 40.

Wettermark, G & Stymne, H, 1977a, Solenergi - ingen parentes. (Inst. för fysikalisk kemi, KTH.) VVS-Tidningen, maj -77.

Wettermark, G, 1977b, Solkraft via värme eller fotonprocesser. (Inst. för fysikalisk kemi, KTH.) Kemisk Tidskrift, maj och augusti -77.

**Denna rapport hänför sig till forskningsanslag 740374-4 från
Statens råd för byggnadsforskning till Inst. för byggnadsteknik,
KTH, Stockholm**

R35:1978

**ISBN 91-540-2840-X
Statens råd för byggnadsforskning, Stockholm**

**Art.nr: 6600735
Abonnemangsgrupp:
W. Installationer**

**Distribution:
Svensk Byggtjänst, Box 1403
111 84 Stockholm**

Cirka pris: 35 kr exkl moms