

TEMPERATUURSAFHANKELIJK GEDRAG VAN GELAMINEERD GLAS MET IONOPLAST TUSSENLAAG

Jeroen Vander Beken

Promotor: prof. dr. ir. Rudy Van Impe
Scriptiebegeleider: dr. ir.-arch. Jan Belis

Scriptie ingediend tot het behalen van de academische graad
burgerlijk bouwkundig ingenieur

Vakgroep Bouwkundige Constructies
Voorzitter: prof. dr. ir. Luc Taerwe
Faculteit Ingenieurswetenschappen
Universiteit Gent
Academiejaar 2005-2006



Temperatuursafhankelijk gedrag van gelamineerd glas met ionoplast tussenlaag

Jeroen Vander Beken

Promotor: prof. dr. ir. Rudy Van Impe
Scriptiebegeleider: dr. ir.-arch. Jan Belis

Scriptie ingediend tot het behalen van de academische graad
burgerlijk bouwkundig ingenieur

Vakgroep Bouwkundige Constructies
Voorzitter: prof. dr. ir. Luc Taerwe
Faculteit Ingenieurswetenschappen
Universiteit Gent
Academiejaar 2005-2006



VOORWOORD

Deze scriptie zou niet tot stand kunnen gekomen zijn zonder de hulp en steun van vele personen. Ik zou dan ook van de gelegenheid gebruik willen maken om mijn dank te uiten.

In de eerste plaats wens ik dank te betuigen aan mijn promotor prof. dr. ir. Rudy Van Impe voor de gedrevenheid waarmee hij de studenten begeleidt. Daarnaast dank ik dr. ir.-arch. Jan Belis voor de vrijheid die hij mij heeft gegeven om mijn eigen weg te zoeken. En met veel ijver hielp hij mij bij het grondig nalezen van deze scriptie.

Ook Dennis en Eric zou ik willen bedanken, voor de vakkennis en ijver waarmee zij de nieuwe proefopstellingen operationeel maakten. Daarnaast verdient Wouter Praet een woord van dank voor de hulp bij het uitvoeren van de kipproeven. Tevens een welgemeend dankwoord aan het WTCB, Lerobel en BRS Structural Glazing voor het ter beschikking stellen van de proefstukken.

Verder dank ik mijn ouders die voor mij een aangename studeeromgeving schiepen. Met hun verbeteringen droegen ze daarenboven bij tot de huidige vorm van deze scriptie. Ten slotte wil ik ook mijn vriendin bedanken voor de steun en de aanmoedigingen.

De auteur geeft de toelating deze scriptie voor consultatie beschikbaar te stellen en delen van de scriptie te kopiëren voor persoonlijk gebruik. Elk ander gebruik valt onder de beperkingen van het auteursrecht, in het bijzonder met betrekking tot de verplichting de bron uitdrukkelijk te vermelden bij het aanhalen van resultaten uit deze scriptie.

6 juni 2006,

Jeroen Vander Beken

OVERZICHT

Temperatuursafhankelijk gedrag van gelamineerd glas met ionoplast tussenlaag door **Jeroen Vander Beken**

Scriptie ingediend tot het behalen van de academische graad burgerlijk bouwkundig ingenieur

Promotor: prof. dr. ir. Rudy Van Impe
Scriptiebegeleider: dr. ir.-arch. Jan Belis

Vakgroep Bouwkundige Constructies
Voorzitter: prof. dr. ir. Luc Taerwe
Faculteit Ingenieurswetenschappen
Universiteit Gent
Academiejaar 2005-2006

Samenvatting

De normering en algemene kennis omtrent het gebruik van glas als structureel, dragend element is tot op de dag van vandaag beperkt. Deze scriptie tracht tot een beter inzicht te leiden van het tijds- en temperatuursafhankelijk gedrag van gelamineerd glas met ionoplastische tussenlagen.

Het eerste hoofdstuk kadert dit werk in het onderzoek dat wordt uitgevoerd aan het Laboratorium voor Modelonderzoek van de vakgroep Bouwkundige Constructies. Tevens worden de doelstellingen en onderzoeksmethode van deze scriptie geformuleerd.

Het tweede hoofdstuk geeft een overzicht van de beschikbare modellen om het werkelijke materiaalgedrag van de tussenlaag te beschrijven. De verschillende modellen worden onderling en met de bestaande regelgeving vergeleken. Het model van Bennison lijkt, voor PVB, een goede grondslag te vormen om berekeningen uit te voeren. In vergelijking met de verschillende modellen zijn de huidige rekenregels zeer conservatief aangezien ze een samenwerking tussen de glasplaten verwaarlozen.

In het derde hoofdstuk wordt een theoretische studie gemaakt omtrent de verbeteringen die mogelijk zijn door de toepassing van 'recentere' in plaats van 'klassieke' tussenlagen voor zowel buig- als kipproblemen. Opvallend is dat de equivalente buigstijfheid bij liggers met een SGP-folie minder afhankelijk blijkt te zijn van de waarde van de glijdingsmodulus aangezien deze steeds groter is dan $2N/mm^2$.

Dit is niet het geval voor de equivalente wringstijfheid waardoor de kiplast sterk afhankelijk blijft van zowel belastingsduur als omgevingstemperatuur. Desalniettemin zijn de haalbare verbeteringen groot, maar verschillen ze van geval tot geval zodat het niet mogelijk is algemene 'verbeteringspercentages' te formuleren.

Het vierde hoofdstuk gaat in op het ontwerp van een verwarmingsinstallatie om zowel buig- als kipproeven op hoge temperatuur te kunnen uitvoeren met proefstukken met een maximale lengte van drie meter. Er wordt gekozen voor infraroodstralers met een relatief lage werkingstemperatuur omdat de absorptiecoëfficiënt van glas met betrekking tot elektromagnetische straling sterk afhankelijk is van de golflengte van de straling.

Het vijfde hoofdstuk verzamelt de resultaten van de buig- en kipproeven. De overeenkomst met de theoretische benaderingen is opvallend goed te zijn. De beperkte meetcampagne wijst in de richting van een ondergrens van 2N/mm^2 voor SGP, die door de producent DuPont werd vooropgesteld.

Het zesde hoofdstuk plaatst de resultaten van elastische en visco-elastische numerieke berekeningen naast elkaar waaruit blijkt dat elastische berekeningen voor buig- en kipproblemen verantwoord zijn.

Ten slotte worden alle resultaten samengevat in het laatste hoofdstuk. In dit hoofdstuk zijn tevens enkele aanbevelingen opgenomen om representatieve proeven met de ontworpen verwarmingsinstallatie uit te kunnen voeren.

Trefwoorden : gelamineerd glas, visco-elasticiteit, relaxatie, ionoplast, SGP

Temperature dependent behaviour of laminated glass with an ionoplast interlayer

Jeroen Vander Beken

Supervisor: prof. dr. ir. Rudy Van Impe

Abstract - This article gives an insight in the time and temperature dependent behaviour of laminated glass with an ionoplast interlayer. Both theoretical and experimental as well as numerical methods are used to treat the topic.

Keywords - Glass, visco-elasticity, relaxation, ionoplast, SGP

I. INTRODUCTION

Although the design of glass structures is not new, there remains a lack of knowledge and rules for the designer. The basic mechanism of shear-transfer through the interlayer has been described successfully. However, the time and temperature dependency of typical interlayer-materials, such as PVB, as well as 'new' ionoplastic materials, such as SGP, remain critical issues that haven't been completely described.

II. MODELLING THE INTERLAYER

A. General Information

Laminated glass consists of two or more glass panels which are joint together by an interlayer. Up to now, PVB is the most common interlayer. But a 'new' interlayer, SGP developed by DuPont, offers new possibilities because of improved strength and stiffness.

Interlayers are thermoplastic materials of which the behaviour is visco-elastic. This means that the value of the shear modulus is dependent of time and temperature.

B. Comparing several visco-elastic models for PVB

From a theoretical point of view, the behaviour of a thermoplast can be described by a combination of Maxwell-elements, which consist of a simple spring-dampener-combination.

In practice, several models are used. Some of them are based on an extended Maxwell-series, others are purely based on experiments.

The models of Bennison [1], Sobek [2] and Schüller [3] are being compared. For high temperatures and long-time loads the three models give the same results. For low temperatures and short-time loads the model of Sobek is more conservative than the other two.

It is not simple to determine which model describes the real behaviour in the most accurate way because there are several aspects of the experiments,

upon which the models are based, that have to be taken into account. For example: the load-type, loading-time, loading-speed, ...

The model of Bennison seems to be able to describe the real behaviour in an accurate way.

All the models point out that the current European rules, which neglect any positive effect of the interlayer, are very conservative.

III. THE MECHANICAL BEHAVIOUR

A. Theoretical study

Two mechanical problems are being studied. The first is bending about the weak axis of a glass beam. The second is buckling of glass beam when the load is applied in the plane of the beam.

It is not possible to determine general 'improvement percentages' for using SGP in stead of PVB because the improvement depends on the dimensions of the beam.

A.1. Bending about the weak axis

The first order approximation developed by Wölfel [4] makes it possible to determine an equivalent bending stiffness for laminated beams.

The deflection and stresses in the middle of the span are being calculated for the whole time domain of the relaxation curves of PVB and SGP. For beams with a PVB-foil the final deflection is much greater than the initial deflection. With a SGP-foil the final deflection is just a fraction bigger than the initial deflection. This is the result of the fact that the shear modulus of SGP remains bigger than $2N/mm^2$, even for long term loads or high temperatures.

For both beams with a PVB-foil and a beam with a SGP-foil the final deflection is much smaller than the deflection when the contribution of the interlayer is neglected.

A.2. Buckling

The approximation developed by Scarpino [5] makes it possible to determine an equivalent torsional rigidity for the laminated beam. In combination with the approximation of Wölfel and the theoretical solution for monolithic beams developed by Timoshenko [6] it is possible to calculate the ideal buckling load.

For beams with a PVB-foil the final buckling load is much smaller than the initial buckling load. This is also the case for beams with a SGP-foil.

The difference with the bending problem is a result of the fact that the torsional rigidity remains very dependent on the exact value of the shear modulus, even if this factor is bigger than 2N/mm^2 .

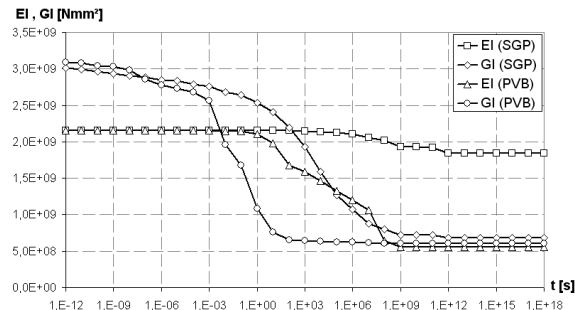


Fig. 1. Example of the development of the equivalent bending and torsional rigidity of laminated glass with PVB or SGP at 25°C .

B. Experimental study

For the experimental part of the research a heating installation with infrared beamers. Glass beams up to 3m can be heated up to 55°C within one hour and can be kept at that temperature for at least 24 hours.

A.1. Bending about the weak axis

To have measurable results it is necessary to conduct long time bending experiments at high temperature.

The load time of the bending tests was around 22 hours at a temperature of 55°C . The results point out a lower limit of 2N/mm^2 for the shear modulus. But a further experimental research is necessary to confirm this important limit.

If the shear modulus becomes lower than 2N/mm^2 , than the deflection will increase considerably because at that moment the equivalent bending stiffness also becomes very time and temperature dependent.

B.1. Buckling

The buckling load remains very time and temperature dependent even if the shear modulus is bigger than 2N/mm^2 .

The load time was around 20 minutes at a temperature of 55°C . To achieve the same reduction of the shear modulus at 25°C the loading time must be around 93 years.

The experimental results were a 5% greater than the corresponding theoretical values. This is the result of the fact that the edges of the beams couldn't be heated in a proper way because they are fixed in fork bearings

IV. NUMERICAL CALCULATIONS

For the numerical calculations the commercial software Abaqus was used to simulate both elastic and visco-elastic analyses. The elastic analyses take into account one value of the shear modulus that corresponds with a certain loading time and temperature. The visco-elastic analyses considers the relaxation curve of the interlayer.

The results of both analyses are almost equal. Also the results of the numerical, second order calculations agree with the results of the first order approximations.

V. CONCLUSIONS

The mechanical behaviour of glass beams is dependent on time and temperature because the interlayer acts in a visco-elastic way.

The model of Bennison, which is based on an extended Maxwell-series, can describe the relaxation behaviour of a PVB-interlayer.

From a theoretical point of view there are great improvements possible by using SGP instead of PVB.

Experiments at high temperatures and long loading times point out a lower limit of 2N/mm^2 for the shear modulus.

Numerical calculations justify the use of an elastic, first order approximation to determine the deflection or buckling load at a certain loading time and temperature.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors would like to acknowledge the suggestions and remarks of Jan Belis during the research and completion of this article.

REFERENCES

- [1] A. Van Duser., A. Jagota, S.J. Bennison, *Analysis of Glass / PVB laminates subjected to uniform pressure*, Journal of engineering mechanics, Vol. 125, No. 4, April 1999.
- [2] W. Sobek et. al, *Untersuchungen zum Schubverbund bei Verbundsicherheitsglas – Ermittlung des zeit- und temperaturabhängigen Schubmoduls von PVB*, Bauingenieur, Band 75, Januari 2000.
- [3] C. Schüller, *Einfluss des Materialverhaltens von Polyvinylbutyral auf das Tragverhalten von Verbundsicherheitsglas in Abhängigkeit von Temperatur und Belastung*, Technische Universität München, 2003.
- [4] E. Wölfel, *Nachgiebiger Verbund Eine Näherungslösung und deren Anwendungsmöglichkeiten*, Stahlbau 6/1987.
- [5] P. Scarpino et al, *Saint Venantsche Torsionswiderstände von Querschnitten in Sandwichbauweise*, Bauingenieur, Band 79, April 2004, p.167-175.
- [6] S. P. Timoshenko, J. M. Gere, *Theory of elastic stability*, Second edition, New York, Toronto, London: McGraw-Hill Book Company, Inc., 1961
- [7] Jan Belis, *Kipsterkte van monolitische en gelamineerde glazen liggers*, Universiteit Gent, 2005.

TABEL VAN AFKORTINGEN EN SYMBOLEN

a	absorptiecoëfficiënt voor elektromagnetische straling
a_s	verschuivingsfactor
A	oppervlakte
A_i	oppervlakte van de dwarsdoorsnede van glasplaat i
B	breedte
B_s	equivalente buigstijfheid
c	warmtecapaciteit of lichtsnelheid
c_1	visco-elastische materiaalconstante 1
c_2	visco-elastische materiaalconstante 2
e	afstand tussen de zwaartepunten van de glasplaten of emissiefactor
E	elasticiteitsmodulus of veerconstante of relaxatiefunctie of energiedichtheid
E_i	veerconstante horende bij veer i of elasticiteitsmodulus horende bij term i
E_g	bandkloof of bandafstand
f	vermeerderingsfactor
F_{cr}	kiplast
$F_{cr,0}$	initiële kiplast
$F_{cr,00}$	kiplast op lange termijn
$F_{cr,G=0}$	kiplast bij verwaarlozing van de bijdrage van de tussenlaag
g	relatieve glijdingsmodulus
G	glijdingsmodulus
G_i	glijdingsmodulus horende bij term i
G_0	ogenblikkelijke glijdingsmodulus
G_{00}	uiteindelijke glijdingsmodulus
h	hoogte of convectiecoëfficiënt of constante van Planck
i.r.	infrarode straling
I_y	traagheidsmoment rond as y
I_t	wringconstante
J	kruipfunctie
k	thermische geleidbaarheid
L	lengte of overspanning
M	buigend moment of massa
M_i	buigend moment in de glasplaat i
N	normaalkracht
N_i	normaalkracht in de glasplaat i

P	vermogen
q_x	warmteflux in de x-richting
q_{in}	ingaaende warmteflux
q_{uit}	uitgaande warmteflux
Q	schuifkracht
Q_x	warmtestroom in de x-richting
Q_{in}	ingaaende warmtestroom
Q_{uit}	uitgaande warmtestroom
r	straal
R_i	thermische weerstand van de glasplaat i
s	standaardafwijking
S_Q	equivalente schuifstijfheid
t	dikte of tijd
$t_{i,d}$	rekenwaarde dikte van glasplaat i
$t_{e,d}$	rekenwaarde van de equivalente dikte
T	temperatuur
T_0	referentietemperatuur
T_G	glastransitietemperatuur
T_S	smelttemperatuur
u	zijdelingse verplaatsing
u_0	initiële zijdelingse verplaatsing
U	inwendige energie van het systeem of spanning
u.v.	ultraviolet straling
vis.	zichtbaar licht
w	doorbuiging
w_0	vormfout of ogenblikkelijke doorbuiging
w_{00}	uiteindelijke doorbuiging
$w_{G=0}$	doorbuiging bij verwaarlozing van de bijdrage van de tussenlaag
W	arbeidsstroom of gewicht
z_g	afstand van het aangrijpingspunt van de last tot het zwaartepunt
δ	verplaatsing
ε	rek
ε_v	rek van de veer
$\dot{\varepsilon}_d$	vervormingssnelheid van de demper
γ	glijdingshoek
η	viscositeitsconstante
λ	golflengte
σ	spanning of Stefan-Boltzmann-constante
σ_v	spanning in de veer
σ_d	spanning in de demper
σ_0	ogenblikkelijke spanning
σ_{00}	uiteindelijke spanning
$\sigma_{G=0}$	spanning bij verwaarlozing van de bijdrage van de tussenlaag
τ	gereduceerde tijd of kruiptijd of relaxatietijd
ϑ	openingshoek

Tabel van afkortingen en symbolen

INHOUDSOPGAVE

Hoofdstuk 1	
Situering	1
<hr/>	
1. Situering	1
2. Doelstellingen	1
3. Onderzoeksmethode.....	2
4. Opmerking omtrent figuren	2
Hoofdstuk 2	
Theoretische studie van de tussenlaag	3
<hr/>	
1. Inleiding	3
2. Materiaalgedrag op basis van samenstelling.....	4
2.1. De tussenlaag	4
2.2. Het glas	5
2.3. Gelamineerd glas	5
3. Rheologische modellen voor tijdsafhankelijk gedrag	6
3.1. Inleiding.....	6
3.2. Model voor kruip	7
3.3. Model voor relaxatie.....	9
3.4. Superpositiebeginsel van Boltzmann.....	11
3.5. Correspondentieprincipe.....	12
3.6. Principe van de tijdsverschuiving	12
4. Experimentele modellen van de glijdingsmodulus	12
4.1. Inleiding.....	12
4.2. Onderzoek van Van Duser, Jagota en Bennison	14
4.3. Onderzoek van Sobek	15
4.4. Onderzoek van Schüler.....	18
4.5. Onderzoek van TNO.....	19
4.6. Onderzoek aan de TH Karlsruhe	19
4.7. Onderzoek van Gräf.....	19
4.8. Vergelijking verschillende modellen van de glijdingsmodulus.....	20
5. Rekenregels volgens bestaande normen	21
5.1. Nederlandse rekenregels.....	21
5.2. Duitse rekenregels	22
5.3. Amerikaanse rekenregels.....	23
6. Besluit	23

Hoofdstuk 3

Theoretische studie van het mechanisch gedrag **24**

1. Inleiding	24
2. Vergelijking van de relaxatiecurven van PVB en SGP	25
3. Theoretische studie van buiging om de zwakke as	27
3.1. Eerste-orde-theorie	27
3.2. Vergelijking tussen PVB en SGP	30
3.3. Besluit	35
4. Theoretische studie van het kipgedrag	36
4.1. Eerste-orde-theorie	36
4.2. Vergelijking tussen PVB en SGP	38
4.3. Besluit	40
5. Opmerking	41
6. Besluit	42

Hoofdstuk 4

Ontwerp van de verwarmingsinstallatie **43**

1. Inleiding	43
2. Theoretische bepaling van de benodigde warmtestroom	44
2.1. Inleiding	44
2.1. Conductie	44
2.2. Convector	44
2.3. Straling	45
2.4. Warmtebalans	45
2.5. Verdere uitwerking	46
2.7. Nut van een eindige-elementenmodel	48
3. Praktische uitwerking	48
3.1. Inleiding	48
3.2. Absorptiecoëfficiënt van glas voor infraroodstraling	48
3.3. Warmteflux in functie van de afstand	51
3.4. Vergelijking van twee types infraroodstralers	53
3.4.1. Philips	53
3.4.2. Frico	54
3.4.3. Vergelijking	55
4. Temperatuursverloop over de doorsnede	56
5. Praktische problemen	58
6. Besluit	59

Hoofdstuk 5

Experimentele studie van het mechanisch gedrag **60**

1. Inleiding	60
2. Overzicht van de proefstukken	61
3. Experimentele studie van het temperatuursverloop	63
3.1. Beschrijving van de proef	63
3.1.1. Doelstelling	63
3.1.2. Proefopstelling	63
3.1.3. Meetnauwkeurigheid	64
3.2. Resultaten	64
3.2.1. Temperatuursverloop in de lengterichting	64
3.2.2. Temperatuursverloop in de dwarsdoorsnede	65
4. Experimentele studie van buiging om de zwakke as	65

4.1. Beschrijving van de proef.....	65
4.1.1. Doelstelling	65
4.1.2. Proefopstelling	66
4.1.2. Meetnauwkeurigheid.....	68
4.2. Resultaten reeks A	68
4.2.1. Algemeen	68
4.2.2. Verplaatsing ten gevolge van de temperatuursgradiënt.....	69
4.2.3. Ogenblikkelijke en uiteindelijke doorbuiging.....	73
4.2.4. Plastische vervormingen	74
4.3. Resultaten reeks B	75
4.3.1. Algemeen	75
4.3.2. Initiële doorbuiging onder eigengewicht en juk.....	75
4.3.3. Ogenblikkelijke en uiteindelijke doorbuiging.....	76
4.4. Besluit.....	78
5. Experimentele studie van de vormfout	79
5.1. Beschrijving van de proef.....	79
5.1.1. Doelstelling	79
5.1.2. Proefopstelling	79
5.1.3. Meetnauwkeurigheid.....	80
5.2. Resultaten	80
6. Experimentele studie van het kipgedrag	81
6.1. Beschrijving van de proef.....	81
6.1.1. Doelstelling	81
6.1.2. Proefopstelling	82
6.1.3. Meetnauwkeurigheid.....	83
6.2. Resultaten	84
6.2.1. Bepaling van de kiplast uit experimenten	84
6.2.2. Waarden van de kiplast uit experimenten	85
6.3. Besluit.....	87
7. Besluit.....	88

Hoofdstuk 6

Numerieke studie van het mechanisch gedrag 89

1. Inleiding.....	89
2. Numerieke simulatie van de buiging om de zwakke as	90
2.1. Numerieke modellering	90
2.1.1. Algemeen	90
2.1.2. Implementatie van het visco-elastisch gedrag.....	91
2.2. Verificatie van het visco-elastisch model	93
2.2.1. Vergelijking met het elastisch model en theoretische benaderingen.....	93
2.2.2. Vergelijking met experimentele metingen	94
2.3. Besluit.....	95
3. Numerieke simulatie van het kipgedrag.....	95
3.1. Numerieke modellering	95
3.1.1. Algemeen	95
3.1.2. Implementatie van het visco-elastisch gedrag.....	96
3.2. Verificatie van het visco-elastisch model	96
3.2.1. Vergelijking met het elastisch model en theoretische benaderingen.....	96
3.2.2. Vergelijking met experimentele metingen	97
3.3. Besluit.....	98
4. Besluit.....	98

Hoofdstuk 7
Besluiten, aanbevelingen en samenvatting **99**

1. Inleiding	99
2. Theoretische studie van de tussenlaag	99
3. Theoretische studie van het mechanisch gedrag	100
4. Ontwerp van de verwarmingsinstallatie	101
5. Experimentele studie van het mechanisch gedrag	102
6. Numerieke studie van het mechanisch gedrag	102
7. Aanbevelingen	103
8. Algemeen besluit	104

Bijlagen **105**

Bijlage A: Visco-elastische eigenschappen van butacite® PVB en SGP	105
Bijlage B: Details van het verloop van de glijdingsmodulus voor butacite® PVB	107
Bijlage C: Verloop van de equivalente buig- en wringstijfheid voor SGP en PVB.....	108
Bijlage D: Overzicht resultaten van de buigproeven van de reeksen A en B	110
Bijlage E: Southwell-plots van de reeksen A en B	112
Bijlage F: Overzicht resultaten de kiproeven van de reeksen A en B.....	115
Bijlage G: Parameters en waarden van de benaderende Maxwell-reeks	116
Bijlage H: Inputfile voor een visco-elastische berekening van buiging om de zwakke as	117
Bijlage I: Vergelijking numerieke en theoretische waarden van de doorbuiging	119
Bijlage J: Inputfile voor een visco-elastische berekening van de kiplast.....	120
Bijlage K: Vergelijking numerieke en theoretische waarden van de kiplast	122

Referenties **123**

HOOFDSTUK 1

SITUERING

1. Situering

Het gebruik van glas als structureel element spreekt tot de verbeelding. Niet alleen omdat glas, zoals gekend uit het dagelijks leven, een bros materiaal is, maar bovendien omdat de transparantie ervan heel wat perspectieven opent. Hoewel het ontwerpen van dragende glazen structuren niet echt nieuw meer is, blijft er een gebrek aan kennis en normen over het mechanisch gedrag van glas.

Voor structurele toepassingen wordt gebruik gemaakt van gelamineerd glas dat bestaat uit meerdere glasplaten die onderling verbonden worden door een tussenlaag. Het basismechanisme van de schuifkrachtoverdracht tussen de glasplaten door de tussenlaag is gekend, maar de variatie van de glijdingsmodulus met de tijd en temperatuur blijft een hekelpunt.

Deze scriptie kadert in het onderzoek naar het gedrag van gelamineerd glas dat aan het Laboratorium voor Modelonderzoek van de vakgroep Bouwkundige Constructies wordt uitgevoerd. De afgelopen jaren werd voornamelijk het kipgedrag van gelamineerde glazen liggers bestudeerd met ‘klassieke’ tussenlagen zoals PVB, maar ook met ‘recent’ verbeterde tussenlagen zoals SGP. Daarnaast werd heel wat kennis vergaard omtrent de initiële vorm van glazen liggers en de invloed van eigenspanningen op de stabiliteit van glas.

2. Doelstellingen

Deze scriptie gaat in op het tijds- en temperatuursafhankelijke gedrag van de tussenlaag en de invloed op zowel het buigen als kippen van gelamineerde glazen liggers. Deze studie legt de nadruk op de ‘nieuwere’ tussenlagen, waarbij echter een vergelijking met de ‘klassieke’ tussenlagen niet kan ontbreken. Dit werk tracht op een aantal vragen een antwoord te formuleren:

- Op welke wijze kan het tijds- en temperatuursafhankelijke gedrag van de tussenlaag het best gemodelleerd worden? Welke modellen zijn beschikbaar? En wat is hun verhouding met de bestaande normen en regelgeving?

- Welke verbeteringen zijn mogelijk door het gebruik van de ‘nieuwere’ tussenlagen ten opzichte van de ‘klassieke’? Is die verbetering dezelfde voor buiging als voor kippen? En blijft die verbetering bij hoge temperatuur of lange belastingsduur?
- Is het mogelijk goede resultaten te bekomen met behulp van elastische berekeningen terwijl het werkelijke gedrag visco-elastisch is? Hoe kan het visco-elastische gedrag opgenomen worden in numerieke modellen? En wat is het nut daarvan?

Om het tijds- en temperatuursafhankelijk gedrag te bestuderen was er nood aan een soort verwarmingsinstallatie. Het afwegen van de mogelijkheden, het ontwerpen en het realiseren van deze installatie vormde een belangrijk onderdeel van dit werk. Uiteindelijk was het ook de bedoeling richtlijnen te formuleren naar toekomstige gebruikers van deze installatie.

3. Onderzoeksmethode

Het onderzoek kan in drie methodes worden opgesplitst. Ze worden in afzonderlijke hoofdstukken behandeld, maar leiden elk tot een beter inzicht in het structureel gedrag van gelamineerd glas.

Een eerste methode is de theoretisch studie. Hiervoor werden een literatuurstudie, theoretische afleidingen en eerste-ordeberekeningen uitgewerkt. Deze methode laat toe om op korte tijd en zonder veel middelen een eerste inzicht te krijgen in het mechanisch gedrag van gelamineerd glas.

Een tweede methode is experimenteel van aard. Het is steeds noodzakelijk om de opgestelde theorieën te toetsen aan de realiteit van de praktijk. Daarnaast zijn alle invloedsfactoren, die mogelijks in theoretische studies over het hoofd worden gezien, zeker inbegrepen in de proeven.

Een derde methode is de numerieke studie op basis van de eindige-elementenmethode. Het voordeel schuilt voornamelijk in de mogelijkheid om de invloed van vele parameters te onderzoeken.

4. Opmerking omtrent figuren

Waar mogelijk is getracht op een ondubbelzinnige wijze vanuit de legende naar de verschillende curven in de figuren te verwijzen door middel van symbolen. Wanneer dit niet mogelijk was, hebben de curven een verschillende kleur meegekregen. Dit was zeker het geval bij de curven die meetgegevens weergeven, doordat een groot aantal meetpunten beschikbaar was. Een reductie van het aantal meetpunten zou een vertekend beeld kunnen geven.

HOOFDSTUK 2

THEORETISCHE STUDIE VAN DE TUSSENLAAG

1. Inleiding

Het gedrag van gelamineerd glas wordt sterk beïnvloed door de eigenschappen van de tussenlaag. In de huidige praktijk wordt gebruik gemaakt van thermoplasten, gietharsen en elastomeren om twee glasplaten te verenigen. Belangrijke eigenschappen voor deze tussenlagen zijn onder andere de oppervlaktehechting, de transparantie, de verwerkbaarheid, de duurzaamheid en de stijfheid. Voor kunststoffen is de stijfheid meestal betrekkelijk laag zodat bij de vereniging van twee glasplaten de samenwerking tussen deze platen niet voldoende is om te kunnen veronderstellen dat het samenstel zich als een monolithisch geheel gedraagt. Algemeen wordt de glijdingsmodulus gedefinieerd als de verhouding van de schuifspanning tot de glijdingshoek.

$$G(t, T) = \frac{\tau}{\gamma(t, T)} \quad (2.1)$$

Het basismechanisme van schuifspanningsoverdracht door de tussenlaag en de invloed ervan op de spanningen en vervormingen in gelamineerd glas is algemeen bekend. Het tijds- en temperatuursafhankelijke gedrag is echter tot op de dag van vandaag niet volledig gekend. Dit is een van de redenen waarom de huidige rekenvoorschriften zo conservatief zijn.

Tot op heden wordt voornamelijk gebruik gemaakt van een folie-vormige tussenlaag uit polyvinylbutyral (PVB). Dit hoofdstuk levert een overzicht van een literatuurstudie die werd uitgevoerd om de reeds opgestelde modellen van de tijds- en temperatuursafhankelijke glijdingsmodulus onderling te vergelijken. Vooreerst wordt kwalitatief het gedrag van de samenstellende elementen van een gelamineerde glasplaat besproken. Vervolgens komen verschillende mathematische gedragsmodellen aan bod. Daarna wordt een overzicht gegeven van enkele experimenteel opgestelde gedragsmodellen. Ten slotte worden enkel bestaande normen aangehaald als referentie.

In dit hoofdstuk wordt er enkel ingegaan op de variatie van de glijdingsmodulus met tijd en temperatuur. Het is belangrijk een goed onderscheid te maken tussen de stijfheid en de sterkte. De stijfheid beschrijft de weerstand tegen elastische vervormingen, terwijl de sterkte de weerstand beschrijft tegen het falen van het materiaal door plastisch vloeien of breuk. Mechanische faalmechanismen zoals delaminatie en breuk van de tussenlaag worden hier niet onderzocht.

2. Materiaalgedrag op basis van samenstelling¹

2.1. De tussenlaag

PVB is een thermoplast uit de groep van de polyvinylacetaten en heeft een visco-elastisch gedrag bij kamertemperatuur. Deze benaming duidt aan dat de vervormingen reversibel zijn maar toch tijdsafhankelijk. Bij het aanbrengen van een last zullen de vervormingen toenemen met de tijd en wanneer de last wordt weggenomen, kan het een tijd duren vooraleer de vervormingen volledig zijn verdwenen.

PVB vertoont een volledig spectrum van mechanisch gedrag tussen -20°C en 60°C . De mechanische toestand van een polymeer hangt af van zijn moleculaire massa en van de temperatuur. Exacter gesteld, hangt het gedrag af van hoe dicht de gebruikstemperatuur bij de glastemperatuur T_g (cfr. infra) ligt. Daarnaast is de stijfheid van een polymeer evenredig met zijn smeltpunt. Het smeltpunt en dus de stijfheid neemt toe naarmate het aantal covalente dwarsverbindingen stijgt.

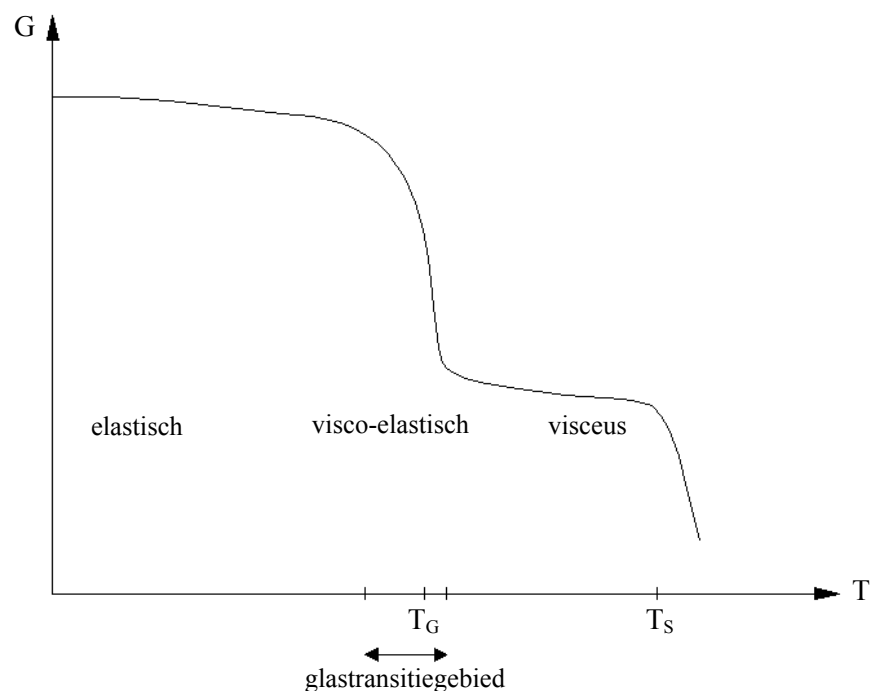


Fig 2.1.: Variatie van de glijdingsmodulus van een thermoplast met de temperatuur.

Amorfe thermoplasten vertonen vijf verschillende vervormingsregimes.

Het glasachtig regime treedt op bij temperaturen beneden de glastransitietemperatuur T_g . De glastransitietemperatuur is de temperatuur waarbij de secundaire bindingen, ook wel Van der Waalse bindingen genoemd, beginnen te breken of te 'smelten'. In praktijk treedt dit smelten niet op bij een welbepaalde temperatuur maar over een zeker temperatuursdomein. Voor PVB bevindt de glastransitietemperatuur zich tussen 12°C en 16°C zodat er gesproken wordt over een glastransitiegebied.

¹ De theoretisch achtergrond van deze paragraaf is terug te vinden in het werk van Houbaert [1].

Bij temperaturen onder T_g zijn de moleculen dicht bij elkaar gepakt in een amorfe structuur. Door de mechanische belasting worden de bindingen uitgerekt, waardoor elastische vervormingen ontstaan die hersteld worden bij het ontlasten. Bij deze temperaturen zijn er twee soorten bindingen aanwezig, met name de sterke, covalente binding tussen de polymeren en de zwakke, secundaire bindingen tussen de kettingen. De stijfheidsmodulus is een gewogen gemiddelde van de overeenkomstige bindingen en is vrij groot.

Het regime van glastransitie ontstaat wanneer de temperatuur stijgt en de secundaire bindingen beginnen te smelten. Segmenten van de kettingen kunnen over elkaar glijden en de modulus vermindert sterk. Er ontstaat een extra vrij volume doordat het polymeer thermisch uitzet zodat er meer zones ontstaan waar glijden kan optreden en de modulus verder daalt. Het geheel gedraagt zich echter nog elastisch doordat er nog steeds niet-glijdende gedeeltes aanwezig zijn. Bij het ontlasten trekken deze niet-glijdende gedeeltes het polymeer terug naar zijn originele vorm, alhoewel zij dat moeten doen tegen de krachten in van omgekeerde visceus glijden, zodat er een zekere tijd voor nodig is.

Het rubberachtig regime treedt op wanneer de temperatuur boven T_g stijgt. Het vloeien van de polymeren wordt steeds makkelijker. Bij lange kettingen treden in een zekere hoeveelheid punten een mechanische ‘koppeling’ op. De moleculen glijden dan over elkaar behalve op deze verbindingpunten. Deze verbindingpunten zorgen ervoor dat bij het ontlasten het polymeer naar zijn originele toestand terugkeert en vormt dus als het ware het ‘vormgeheugen’ van het materiaal. De modulus in het rubberachtig gebied is klein maar niet te verwaarlozen.

Het visceus regime ontstaat bij nog hogere temperaturen waarbij de secundaire bindingen bijna volledig gesmolten zijn en zelfs de knooppunten over elkaar heen glijden. Dit stelt de regimetoestand voor waarbij aan de thermoplast een vorm kan gegeven worden door persen of extrusie.

Het regime van ontbinding van het materiaal treedt op wanneer het polymeer te warm wordt. De thermische energie overtreft de cohesieve bindingsenergie van een gedeelte van de moleculaire keten waardoor depolymerisatie of degradatie ontstaat.

2.2. Het glas

Amorfe glassoorten gedragen zich voor nagenoeg alle chemische samenstellingen lineair elastisch wanneer de temperatuur kleiner is dan de glastransitietemperatuur T_g die veel hoger is dan kamertemperatuur. Alle vervormingen ten gevolge van een externe belasting zijn reversibel en evenredig met de grootte van de aangelegde belasting.

Het materiaalgedrag kan door middel van de wet van Hooke (zie paragraaf 3.1. (cfr. infra)) met constante materiaalkenmerken worden beschreven en de oplossingen uit de elasticiteitsleer zijn aanwendbaar. Bovendien kan aangenomen worden dat het materiaal zich homogeen en isotroop gedraagt.

2.3. Gelamineerd glas

Door combinatie van een lineair elastisch materiaal (het glas) met een lineair visco-elastisch materiaal (de tussenlaag) ontstaat een materiaal waarvan het gedrag eveneens visco-elastisch is.

Het draagvermogen van gelamineerd glas is afhankelijk van de schuifkrachtoverdracht door de tussenlaag. Het mechanische kenmerk dat de schuifkrachtoverdracht karakteriseert, is de glijdingsmodulus. Het tijds- en temperatuursafhankelijk gedrag van de glijdingsmodulus bepaalt dan ook in grote mate het draagvermogen van het geheel.

3. Rheologische modellen voor tijdsafhankelijk gedrag

3.1. Inleiding¹

Bij kruip treedt een toenemende vervorming op onder constante spanning, terwijl bij relaxatie de spanning afneemt onder constante vervorming. Een eenvoudige klasse van modellen om het visco-elastisch gedrag van thermoplasten te beschrijven zijn de geïdealiseerde, mechanische modellen. De bouwstenen van deze vereenvoudigde modellen zijn de lineaire veer en de visceuze demper.

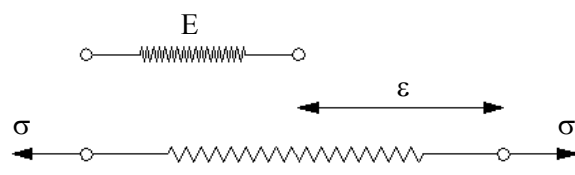
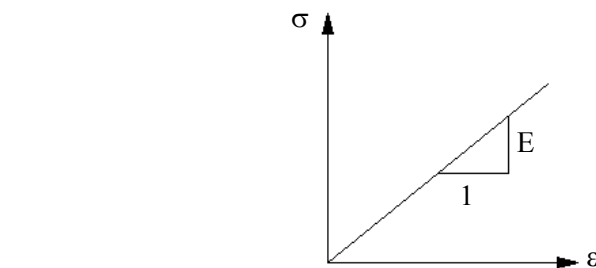


Fig.2.2: Lineaire veer.

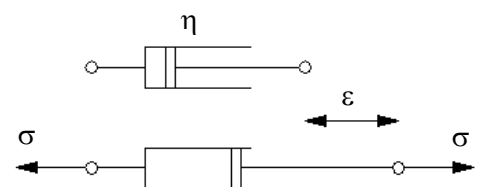
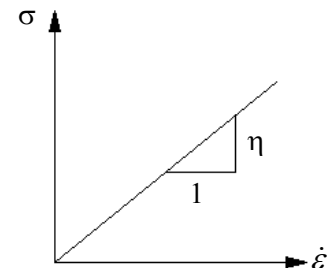


Fig.2.3: Visceuze demper.

Volgens de wet van Hooke is voor de veer met veerconstante E de spanning evenredig met de rek ε_v :

$$\sigma_v = E \cdot \varepsilon_v \quad (2.2)$$

Volgens de wet van Newton is voor de visceuze demper met viscositeitsconstante η de spanning evenredig met de vervormingssnelheid $\dot{\varepsilon}_d$:

$$\sigma_d = \eta \cdot \dot{\varepsilon}_d \quad (2.3)$$

In de literatuur wordt vaak de analogie vermeld die kan getrokken worden tussen de bovenstaande mechanische wetten en de wetten van Ohm en Faraday in een elektrische schakeling. Het gedrag van de veren is te vergelijken met de werking van een weerstand terwijl het gedrag van de demper overeenstemt met deze van een condensator.

¹ De theoretische achtergrond van deze paragraaf is terug te vinden in het werk van Van Paepegem [2]

3.2. Model voor kruip

Voor de mathematische beschrijving van kruip wordt vaak gebruik gemaakt van het model van Kelvin-Voigt dat bestaat uit een parallelschakeling van een lineaire veer en een visceuze demper.

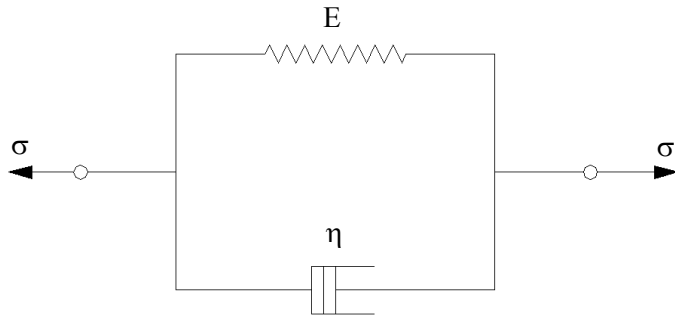


Fig.2.4: Model van Kelvin-Voigt.

Voor dit model is de rek op elk tijdstip dezelfde in de veer als in de demper. De totale aangelegde spanning is de som van de spanningen van beide delen:

$$\begin{aligned}\sigma &= \sigma_v + \sigma_d \\ \sigma &= E \cdot \varepsilon_v + \eta \cdot \dot{\varepsilon}_d\end{aligned}\quad (2.4)$$

$$\varepsilon = \varepsilon_v = \varepsilon_d$$

Kruip treedt op als de vervorming toeneemt onder constant aangelegde spanning. De oplossing van de differentiaalvergelijking levert het verloop van de rek in de tijd:

$$\sigma = E \cdot \varepsilon + \eta \cdot \dot{\varepsilon} = \sigma_0 \quad (2.5)$$

$$\varepsilon(t) = \frac{\sigma_0}{E} \left[1 - \exp\left(-\frac{E}{\eta} t\right) \right] \quad (2.6)$$

De figuur 2.5 geeft het verloop van de rek in de tijd weer volgens bovenstaande betrekking.

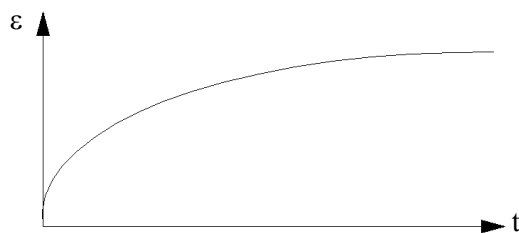


Fig.2.5: Vervormingsverloop in de tijd.

Op kwalitatief vlak beschrijft bovenstaand eenvoudig model goed het tijdsafhankelijke gedrag maar het is in vele gevallen onvoldoende nauwkeurig om het werkelijk gedrag te modelleren. Om het werkelijke, complexe gedrag van een thermoplast te beschrijven moeten meerdere Kelvin-Voigt-elementen in serie worden geschakeld met een veer met veerconstante E_0 .

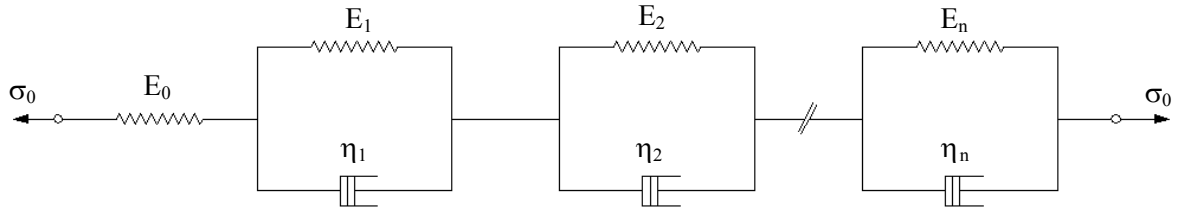


Fig.2.6: Combinatie van Kelvin-Voigt-elementen.

De rek op een bepaald tijdstip bij aanname van n elementen kan dan worden beschreven door onderstaande reeks:

$$\varepsilon(t) = \sigma_0 \left[\frac{1}{E_0} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{E_i} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{E_i}{\eta_i} t\right) \right) \right] \quad (2.7)$$

Uit experimentele meetgegevens kunnen de waarden van veerconstanten E_i en viscositeitsconstanten η_i bepaald worden. Het effect van de additie van meerdere Kelvin-Voigt-elementen in serie wordt geïllustreerd in figuur 2.7. Door toevoeging van voldoende elementen kan de mathematische curve een experimenteel opgemeten curve met de gewenste nauwkeurigheid benaderen.

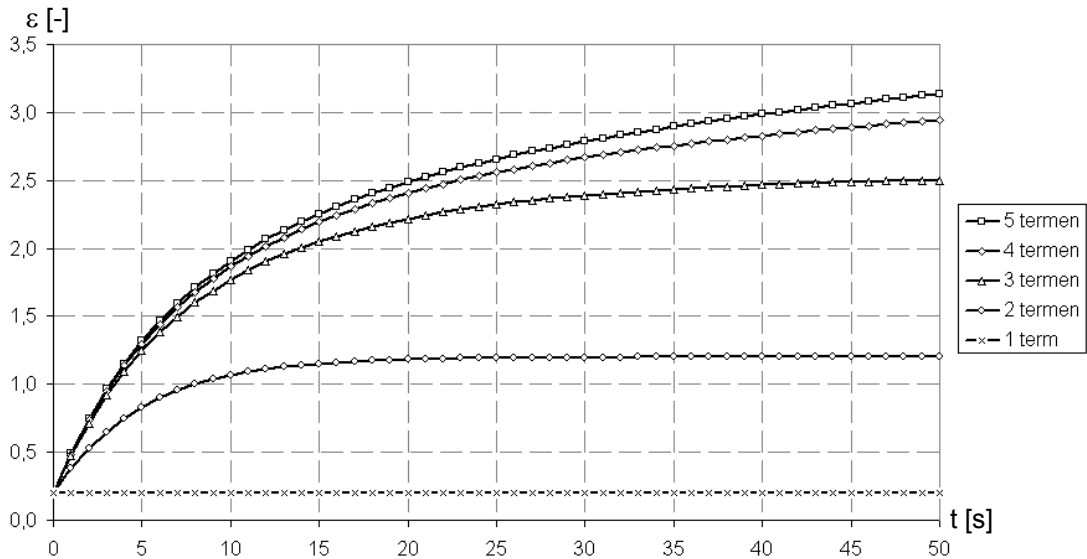


Fig.2.7: Effect van additie van Kelvin-Voigt-elementen.

In de literatuur wordt gesproken over de kruipfunctie $J(t)$ die gedefinieerd wordt als de verhouding van de rek $\varepsilon(t)$ op een bepaald ogenblik t tot de constante aanvangsspanning σ_0 .

$$J(t) = \frac{\varepsilon(t)}{\sigma_0} = \frac{1}{E_0} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{E_i} \cdot \left(1 - \exp\left(-\frac{E_i}{\eta_i} t\right) \right) \quad (2.8)$$

De verhouding van de viscositeitsconstante η tot de veerconstante E wordt de kruip-tijd τ genoemd.

$$\tau = \frac{\eta}{E} \quad (2.9)$$

3.3. Model voor relaxatie

Voor de mathematische beschrijving van relaxatie wordt vaak gebruik gemaakt van het model van Maxwell dat bestaat uit een serieschakeling van een lineaire veer en een visceuze demper.

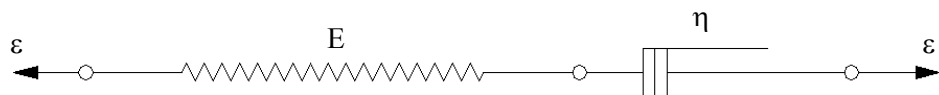


Fig.2.8: Model van Maxwell.

Voor dit model is de spanning op elk tijdstip t dezelfde in de veer als in de demper. De totale verlenging is de som van de verlengingen van beide delen:

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_v = \sigma_d \\ \varepsilon &= \varepsilon_v + \varepsilon_d \\ \dot{\varepsilon} &= \dot{\varepsilon}_v + \dot{\varepsilon}_d \end{aligned} \quad (2.10)$$

Relaxatie treedt op als de spanning afneemt onder constante vervorming. De oplossing van de differentiaalvergelijking levert het verloop van de spanning in de tijd:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{E} + \frac{\sigma}{\eta} = 0 \quad (2.11)$$

$$\sigma = \sigma_0 \cdot \exp\left(-\frac{E}{\eta} \cdot t\right) \quad (2.12)$$

Onderstaande figuur 2.9 geeft het verloop van de spanning in de tijd weer volgens bovenstaande betrekking.

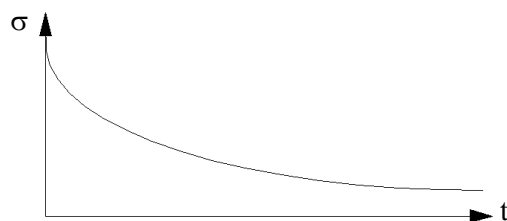


Fig.2.9: Spanningsverloop in de tijd.

Bovenstaand eenvoudig model beschrijft in vele gevallen het werkelijk tijdsafhankelijke gedrag in onvoldoende mate. Om het werkelijke, complexe gedrag van een thermoplast te beschrijven moeten meerdere Maxwell-elementen in parallel worden geschakeld met een veer met veerconstante E_0 .

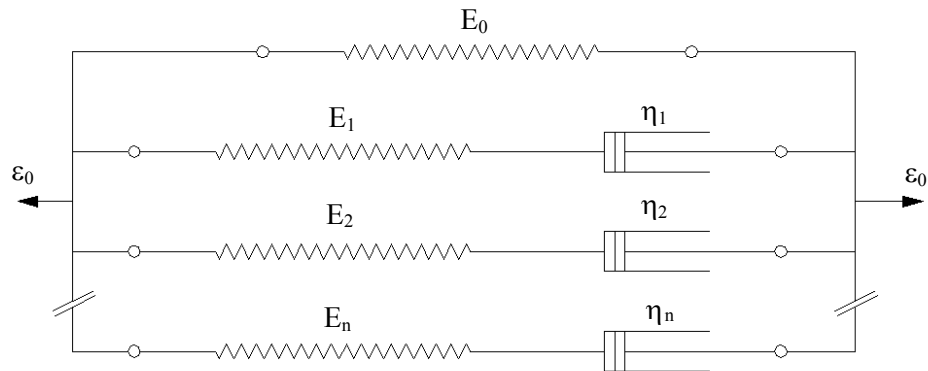


Fig.2.10: Combinatie van Maxwell-elementen.

De spanning op een bepaald tijdstip bij aanname van n elementen kan dan worden beschreven door onderstaande reeks:

$$\sigma(t) = \varepsilon_0 \left[E_0 + \sum_{i=1}^n E_i \cdot \exp\left(-\frac{E_i}{\eta_i} t\right) \right] \quad (2.13)$$

Uit experimentele proeven kunnen de waarden van veerconstanten E_i en viscositeitsconstanten η_i bepaald worden. Het effect van de additie van meerdere Maxwell-elementen in parallel wordt geïllustreerd in figuur 2.11. Door toevoeging van voldoende elementen kan de mathematische curve een experimenteel opgemeten curve met gewenste nauwkeurigheid benaderen.

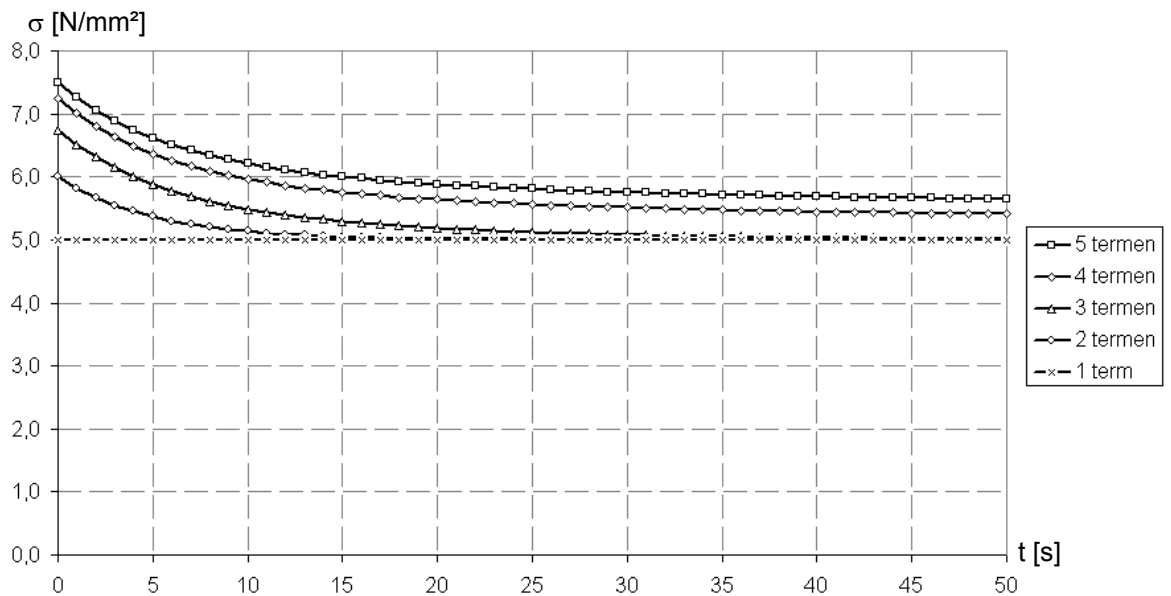


Fig.2.11: Het effect van additie van Maxwell-elementen.

In de literatuur wordt gesproken over de relaxatiefunctie $E(t)$ die gedefinieerd wordt als de verhouding van de spanning $\sigma(t)$ op een bepaald ogenblik t tot de rek ε_0 .

$$E(t) = \frac{\sigma(t)}{\varepsilon_0} = E_0 + \sum_{i=1}^n E_i \cdot \exp\left(-\frac{E_i}{\eta_i} \cdot t\right) \quad (2.14)$$

De verhouding van de viscositeitsconstante η tot de veerconstante E wordt de relaxatietijd τ genoemd.

$$\tau = \frac{\eta}{E} \quad (2.15)$$

3.4. Superpositiebeginsel van Boltzmann

De bovenstaande rheologische modellen kunnen op mathematische wijze het tijdsafhankelijke spanning-rek-verloop beschrijven onder een bepaalde last. Om het visco-elastisch gedrag van een thermoplast onder verschillende belastingen te voorspellen, wordt gebruik gemaakt van het superpositiebeginsel van Boltzmann.

Het superpositiebeginsel van Boltzmann baseert zich op het additiviteitsbeginsel en op de onafhankelijkheid der belastingen. Dit houdt in dat de rekken $\varepsilon_1(t)$ en $\varepsilon_2(t)$ enkel afhankelijk zijn van de spanningen $\sigma_1(t)$ en $\sigma_2(t)$ die deze rekken veroorzaken. De rekken zijn onafhankelijk van een vorige spanningstoestand. De gezamenlijk rek $\varepsilon_i(t)$ op een bepaald tijdstip t van een lineair visco-elastisch materiaal volgt dan uit superpositie van de rekken $\varepsilon_1(t)$ en $\varepsilon_2(t)$.

Het superpositiebeginsel van Boltzmann maakt een mathematische beschrijving mogelijk van de toestandsvergelijkingen voor een willekeurig tijdstip wanneer de temperatuur constant en gekend is. Dit principe laat toe de vervormingstoestand op een welbepaald tijdstip te schrijven als een oneindige reeks van deelrekken of in een integraalvorm.

De relaxatie in een lineair visco-elastisch materiaal bij gekend vervormingsverloop $\varepsilon(t)$ en dus bij gekend vervormingssnelheidsverloop wordt aldus beschreven door volgende vergelijking waarin de integratie wordt uitgevoerd over alle verleden tijden t' tot de huidige tijd t :

$$\sigma(t) = \int_0^t E(t-t') \cdot \dot{\varepsilon}(t') \cdot dt' \quad (2.16)$$

De kruip in een lineair visco-elastisch materiaal bij gekend spanningsverloop $\sigma(t)$ en dus bij gekend spanningssnelheidsverloop wordt beschreven door onderstaande vergelijking waarin de integratie wordt uitgevoerd over alle verleden tijden t' tot de huidige tijd t :

$$\varepsilon(t) = \int_0^t J(t-t') \cdot \dot{\sigma}(t') \cdot dt' \quad (2.17)$$

3.5. Correspondentieprincipe

Het correspondentieprincipe veronderstelt dat de oplossingen uit de elasticiteitsleer overdraagbaar zijn naar lineair visco-elastische materialen. Hiertoe dient enkel gebruik gemaakt te worden van aangepaste waarden van de materiaalkenmerken E en G . Zo worden de spanningen $\sigma(t)$ en rekken $\varepsilon(t)$ op een welbepaald tijdstip bepaald met behulp van de waarden $E(t)$ en $G(t)$ op dat ogenblik.

3.6. Principe van de tijdsverschuiving

Het superpositiebeginsel van Boltzmann laat toe de spanningen en rekken in de loop van de tijd te beschrijven bij constante temperaturen. In de praktijk treden er echter steeds temperatuurvariaties op zodat niet enkel een tijdsafhankelijke beschrijving van de mechanische kenmerken $E(t)$ en $G(t)$ noodzakelijk is, maar eveneens een temperatuursafhankelijke beschrijving.

Het principe van de tijdsverschuiving, ook wel time-shift genoemd, veronderstelt dat bij lineair visco-elastische materialen de kruip- en relaxatietijden τ eenzelfde temperatuursafhankelijkheid bezitten. Zijn de kruip- en relaxatietijden τ_0 voor een bepaald materiaal en voor een welbepaalde temperatuur T_0 gekend, dan kunnen hieruit de kruiptijden en relaxatietijden τ voor andere temperaturen T berekend worden met behulp van een verschuivingsfactor a_s :

$$a_s = \frac{\tau(T)}{\tau_0(T_0)} \quad (2.18)$$

De mathematische functie die het verband tussen a_s , T_0 en T beschrijft kan volgens Williams, Landel en Ferry [3] geformuleerd worden in vergelijking (2.19).

$$\log a_s(T) = -\frac{C_1 \cdot (T - T_0)}{C_2 + (T - T_0)} \quad (2.19)$$

Door aanwending van het principe van de tijdsverschuiving uitgedrukt, door de vergelijkingen (2.18) en (2.19), kunnen alle bij verschillende temperaturen horende kruip- en relaxatietijden uitgedrukt worden in functie van een zogenaamde 'mastercurve' bij een welbepaalde temperatuur T_0 die 20°C bedraagt voor PVB (en 25°C voor SGP). Voor PVB is het model van Ferry geldig voor temperaturen van 10°C tot en met 20°C. Voor SGP is het model geldig van 20°C tot 50°C.

4. Experimentele modellen van de glijdingsmodulus

4.1. Inleiding

De gegevens die volgen uit een experimenteel onderzoek naar het verloop van de glijdingsmodulus van PVB kunnen op zeer verschillende wijzen worden weergegeven en benaderd door mathematische modellen.

Velen menen dat het niet mogelijk is op voldoende nauwkeurige wijze het gedrag te beschrijven door middel van eenvoudige veer-demper-modellen zodat een beroep moet worden gedaan op ingewikkelder modellen of zuiver empirische betrekkingen.

Volgens Kutterer [4] is voor de beschrijving van het complexe materiaalgedrag van een thermoplast een formulering zoals die is voorgesteld door Weng [5] het best geschikt. Het spanning-rek-verloop bij een constante vervormingssnelheid $\dot{\epsilon}$ wordt voor een thermoplast beschreven door onderstaande uitdrukking waarin zowel E_0 , D_1 als D_2 functie zijn van de vervormingssnelheid.

$$\frac{\sigma}{\epsilon} = E_0 \cdot \frac{1 - D_1 \cdot \epsilon}{1 + D_2 \cdot \epsilon} \quad (2.20)$$

De waarden van E_0 , D_1 als D_2 worden met behulp van proefgegevens vastgelegd en in de vorm van ‘mastercurven’ in functie van vervormingssnelheid $\dot{\epsilon}$ uitgezet. Voor temperaturen boven de glastransitietemperatuur verdwijnt D_1 en beschrijft D_2 het niet-lineaire gedrag, in het omgekeerde geval verdwijnt D_2 . Deze methode kan rechtstreeks toegepast worden voor kortetermijnproeven maar stuit op problemen voor langetermijnproeven. Voor deze laatste is namelijk voor de omrekening een grote, experimentele gegevensruimte nodig om een nauwkeurig verband te kunnen vastleggen. Op grond van deze moeilijkheden worden dezelfde aannames gemaakt die reeds werden vermeld bij het superpositiebeginsel van Boltzmann.

Ten eerste wordt de belastingsgeschiedenis achterwege gelaten en wordt verondersteld dat de vervorming enkel afhankelijk is van de spanning die er nu heerst. Ten tweede wordt de evenredigheid tussen spanning en rekken aangenomen, met andere woorden, er wordt uitgegaan van een lineair visco-elastisch gedrag voor elk tijdstip. Deze aannames zorgen ervoor dat de opgestelde formuleringen steeds benaderingen zijn van het werkelijk gedrag van de thermoplast omdat ze geen fysisch verantwoorde basis bezitten. Ze halen hun geldigheid echter uit hun goede overeenstemming met de experimentele gegevens. Elk opgemeten gegevenstripel van spanning, rek en tijd wordt uitgezet in een diagram van de glijdingsmodulus in functie van de tijd, onafhankelijk van de proef waarmee ze werden bekomen.

In het vervolg van dit hoofdstuk worden dan ook enkel modellen bekeken die het verloop van de glijdingsmodulus in functie van de tijd weergeven voor verschillende discrete temperaturen. Andere experimentele gegevensgrafieken waarin glijdingsmodulus bijvoorbeeld in functie van temperatuur wordt voorgesteld zijn moeilijk onderling te vergelijken vanwege verscheidene parameters zoals belastingsduur, belastingssnelheid...

Ten slotte merkt de auteur op dat de verschillende modellen niet eenzelfde tijds- en temperatuursdomein bezitten. Zo worden de resultaten volgens Bennison weergegeven in een tijdsdomein van 1E-8 tot 1E7 seconden weergegeven voor temperaturen tussen dan 10°C en 50°C, terwijl de resultaten volgens Sobek weergegeven tussen 1E-1 en 1E7 seconden voor temperaturen van 0°C tot 60°C. Omdat het niet zeker is dat de vooropgestelde modellen zomaar mogen geëxtrapoleerd worden in de tijd, wordt de kleinst beschouwde tijdsruimte in acht genomen om de verschillende modellen onderling te vergelijken. Daarnaast wordt een temperatuursdomein van 0°C tot en met 60°C in beschouwing genomen. Op deze manier kunnen modellen die gebruik maken van de theorie van Ferry (cfr. paragraaf 3.6), die slechts geldig is tussen de 10°C en 50°C voor PVB, vergeleken worden met modellen die opgesteld werden voor een temperatuursdomein tussen 0°C en 60°C.

4.2. Onderzoek van Van Duser, Jagota en Bennison

Een veelgebruikt materiaalmodel werd uitgewerkt door Van Duser, Jagota en Bennison [6]. Proefstukken van gelamineerd glas met PVB werden met behulp van een wringproefopstelling onderzocht.

Met de gebruikte opstelling kon in korte tijd en met een gering aantal proefstukken een groot temperatuursdomein onderzocht worden. Om het relaxatiegedrag van de thermoplast in het lineair visco-elastisch domein te beschrijven, wordt gebruik gemaakt van een gecombineerd Maxwell-model (cfr. paragraaf 3.3) met 11 parameters die de mastercurve voor PVB bij 20°C vastlegt:

$$G(t, T) = G_{\infty} + \sum_{i=1}^{11} G_i \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_i(T)}\right) = G_0 - \sum_{i=1}^{11} G_i + \sum_{i=1}^{11} G_i \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_i(T)}\right) \quad (2.21)$$

De termen van de veralgemeende Maxwell-reeks voor de relaxatie van de glijdingsmodulus voor Butacite® PVB zijn opgenomen in bijlage A. Het verloop van de glijdingsmodulus voor temperaturen van 0°C tot 60°C is voorgesteld in figuur 2.12. Bij het opstellen van deze figuur werd gebruik gemaakt van de tijdsverschuivingsfunctie. Hieruit blijkt onmiddellijk dat deze een handig hulpmiddel vormt aangezien slechts één mastercurve dient gezocht te worden met behulp van experimenten.

$$\log\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right) = -\frac{20,7 \cdot (T - 293)}{91,1 + T - 293} \quad (2.22)$$

Daarnaast wordt opgemerkt dat hoe hoger de temperaturen worden, hoe dichter de curven bij elkaar komen te liggen. Dit volgt onmiddellijk uit het verloop van de tijdsverschuivingsfunctie met de temperatuur.

Men mag hierbij niet uit het oog verliezen dat de belastingen waaraan de proefstukken werden onderworpen, met name een wringproef, niet steeds overeenkomen met de belastingen die in werkelijkheid optreden, zoals buiging. Er bestaat dan ook geen zekerheid of de vooropgestelde verlopen van de glijdingsmodulus ook voor dergelijke gevallen van toepassing zijn.

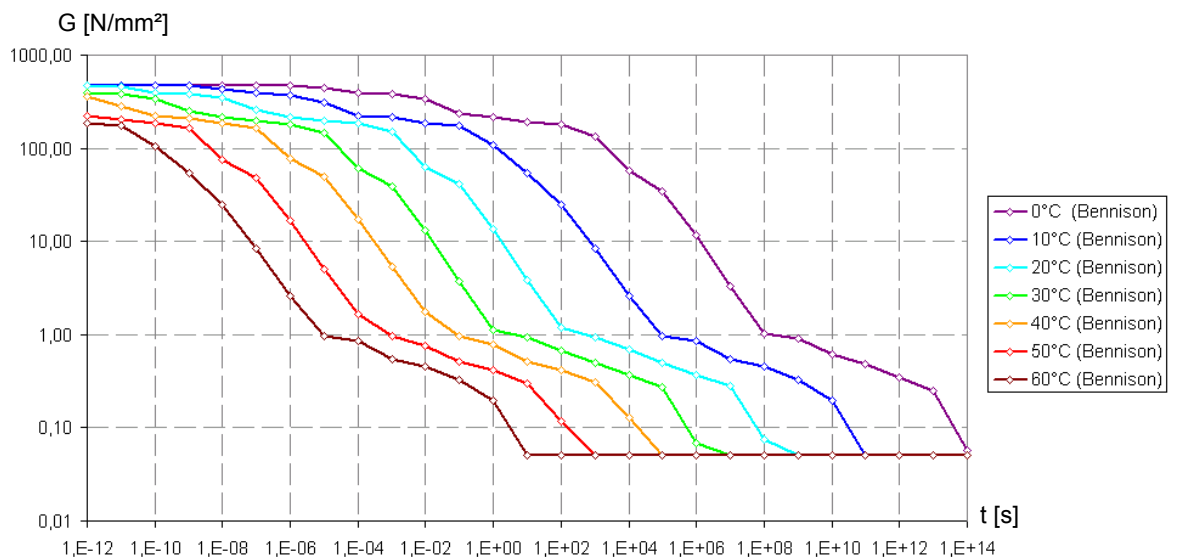


Fig.2.12: $G(t, T)$ volgens Bennison voor temperaturen van 0°C tot 60°C (dubbelloogarithmisch diagram).

4.3. Onderzoek van Sobek

Het tijdsafhankelijk gedrag van PVB bij gelamineerde glasplaten werd in het kader van een onderzoek voor de FKG (Fachverband Konstruktiver Glasbau) aan de universiteit van Stuttgart (Institut für leichte Flächentragwerke) door Sobek [7] experimenteel onderzocht in de jaren 1997 tot 1999. Er werden afschuifproeven uitgevoerd op kleine proefstukken van gelamineerd glas. De proefstukken met twee glasplaten en een diameter van 30mm werden uit grote, gelamineerde glasplaten geboord met behulp van een diamantboor. De opbouw omvat 10mm floatglas, 0,38mm tot 0,76mm PVB en opnieuw 10mm floatglas.

Het onderzoek concentreerde zich op de invloed van temperatuur (van -10°C tot 70°C), belastingssnelheid (van 0,003 tot 3,0mm/min) en belastingsduur (van enkele seconden tot meerdere maanden) op de schuifweerstand van de PVB-folie. Er werd vertrokken van een aangepaste, niet-lineaire materiaalwet gebaseerd op de bevindingen van Weng.

Met behulp van deze wet kon het gedrag bij constante scheersnelheid, dit is de verplaatsingssnelheid van de twee glasplaten ten opzichte van elkaar, en dus ook constante glijdingshoekssnelheid onvoldoende nauwkeurig beschreven worden en werd overgestapt op een zuiver experimenteel model met tijdsafhankelijk glijdingsmodulus $G(t)$:

$$G(t) = \frac{F(t)}{A} \cdot \frac{f(t)}{t_{folie}} \quad (2.23)$$

Hierbij stelt $G(t)$ de glijdingsmodulus op het tijdstip t voor, $F(t)$ de scheerkracht, A de oppervlakte van het proefstuk, $f(t)$ de scheervorming en t_{folie} de dikte van de folie. Een goede mathematische benaderingsoplossing kan bekomen worden met behulp van logaritmische functies:

$$G(t) = \frac{a}{\log(t) + b} \quad (2.24)$$

Aangezien dit een zuiver empirische formulering is, die enkel afhankelijk is van de tijd, moeten de juiste dimensies in acht genomen worden:

$$G(t) = \frac{1,5}{\log(t) + 5} \text{ [N/mm}^2, \text{ h]} \quad (2.25)$$

$$G(t) = \frac{1,5}{\log(t) + 1,44} \text{ [N/mm}^2, \text{ s]} \quad (2.26)$$

Er moet opgemerkt worden dat in bovenstaande formuleringen een pool optreedt op het tijdstip $t = 10^{-b}$. In de onderstaande integraalberekeningen zou dan ook dit tijdstip en niet $t = 0$ als ondergrens moeten worden ingevoerd. De fout die hierdoor gemaakt, wordt is echter verwaarloosbaar. Vergelijking (2.24) laat toe het verloop van de glijdingsmodulus te beschrijven bij een kruipproef met constante aanvangsspanning. Om het verloop te beschrijven bij niet constante spanningen wordt gebruik gemaakt van het superpositiebeginsel van Boltzmann:

$$\varepsilon(t) = \sum_i \frac{\sigma_i}{G(t - t_i)} \quad (2.27)$$

Bij een continue belastingverandering gaat bovenstaande reeksformulering over in een integraalformulering:

$$\varepsilon(t) = \int_0^t \frac{d\sigma}{dt'} \cdot \frac{1}{G(t-t')} dt' \quad (2.28)$$

Bij een constante belastingssnelheid $\dot{\sigma}$ herleidt bovenstaande uitdrukking zich tot onderstaande formulering:

$$\varepsilon(t) = \dot{\sigma} \cdot t \cdot \frac{1}{a} \left(\log(t) + b - \frac{1}{\ln(10)} \right) \quad (2.29)$$

Vervolgens kan de glijdingsmodulus $G(t)$ gedefinieerd worden als de verhouding van $\sigma(t)$ en $\varepsilon(t)$:

$$G(t) = \frac{1,5}{\log(t) + 5 - 1/\ln(10)} \quad [\text{N/mm}^2, \text{h}] \quad (2.30)$$

$$G(t) = \frac{1,5}{\log(t) + 1,44 - 1/\ln(10)} \quad [\text{N/mm}^2, \text{s}] \quad (2.31)$$

In figuur 2.13 wordt het verloop van de glijdingsmodulus $G(t)$ weergegeven volgens formules (2.26) en (2.31). De glijdingsmoduli voor een constante belastingssnelheid volgens formules (2.30) en (2.31) zijn groter dan deze voor het korte termijn kruipgedrag volgens formules (2.25) en (2.26).

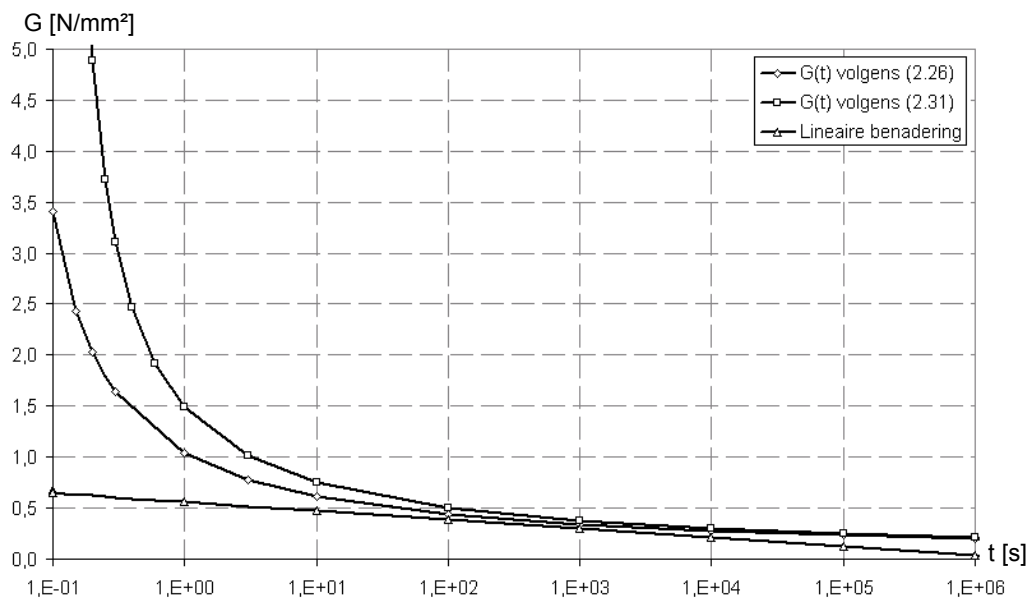


Fig.2.13: Verschillende benaderingsfuncties volgens Sobek (logaritmisch diagram).

Het onderscheid tussen de moduli volgens formule (2.26) en (2.31) kan uitgedrukt worden door volgende verhouding:

$$\frac{G(t)_{(vgl.(2.26))}}{G(t)_{(vgl.(2.31))}} = \frac{1}{1 - 1/\left[\ln 10 \cdot (\log(t) + b)\right]} \quad (2.32)$$

Deze tijdsafhankelijke functie wordt beïnvloed door de parameter b . Bij grote belastingstijden nadert deze functie naar 1. Binnen het bereik van enkele seconden bedraagt de functie ongeveer 1,1 à 1,15. De glijdingsmodulus die bepaald wordt met een proef met toenemende belasting is dus steeds 10% à 15% groter dan deze die bepaald wordt met een proef met constante belasting. Deze bevinding benadrukt opnieuw hoe moeilijk het is om gegevens van verschillende bronnen onderling te vergelijken.

Sobek maakt ten slotte een lineaire benadering voor de onderste, uiterste grenzen van de opgemeten gegevens. Deze eenvoudige, lineaire formulering is van de vorm $a-b \cdot \log(t)$ en wordt gegeven door onderstaande formuleringen voor temperaturen boven de glastransitietemperatuur:

$$G(T \geq 20^\circ\text{C}) = 0,012 \cdot (50,8 - T) - 0,0011 \cdot (50 + T) \cdot \log(t) \quad [\text{N/mm}^2, \text{h}] \quad (2.33)$$

$$G(T \geq 20^\circ\text{C}) = 0,008 \cdot (100 - T) - 0,0011 \cdot (50 + T) \cdot \log(t) \quad [\text{N/mm}^2, \text{s}] \quad (2.34)$$

Onder de glastransitietemperatuur leveren deze formuleringen te conservatieve waarden. Daarom wordt gebruik gemaakt van de formuleringen (2.35) en (2.36).

$$G(T \leq 10^\circ\text{C}) = 1,289 - 0,2 \cdot \log(t) \quad [\text{N/mm}^2, \text{h}] \quad (2.35)$$

$$G(T \leq 10^\circ\text{C}) = 2 - 0,2 \cdot \log(t) \quad [\text{N/mm}^2, \text{s}] \quad (2.36)$$

In figuur 2.14 zijn deze lineaire benaderingsformuleringen weergegeven. Het tijdsdomein vangt aan bij 0,1s wat overeenkomt met het tijdstip van de pool voor de afgebeelde formuleringen.

Opmerkelijk is dat deze benaderingsformule de, weliswaar geringe, waarde van de glijdingsmodulus bij een heel lange belastingsduur volledig verwaarloost. Dit komt echter overeen met de huidige, Duitse rekenvoorschriften betreffende gelamineerd glas waarbij er bij langdurige belasting geen rekening mag gehouden worden met enige samenwerking van beide glasplaten. Het doel van deze benaderingsformules is dan ook enkel om een handig rekenmiddel te vormen voor de huidige bouwpraktijk eerder dan een nauwkeurige beschrijving van het werkelijke gedrag.

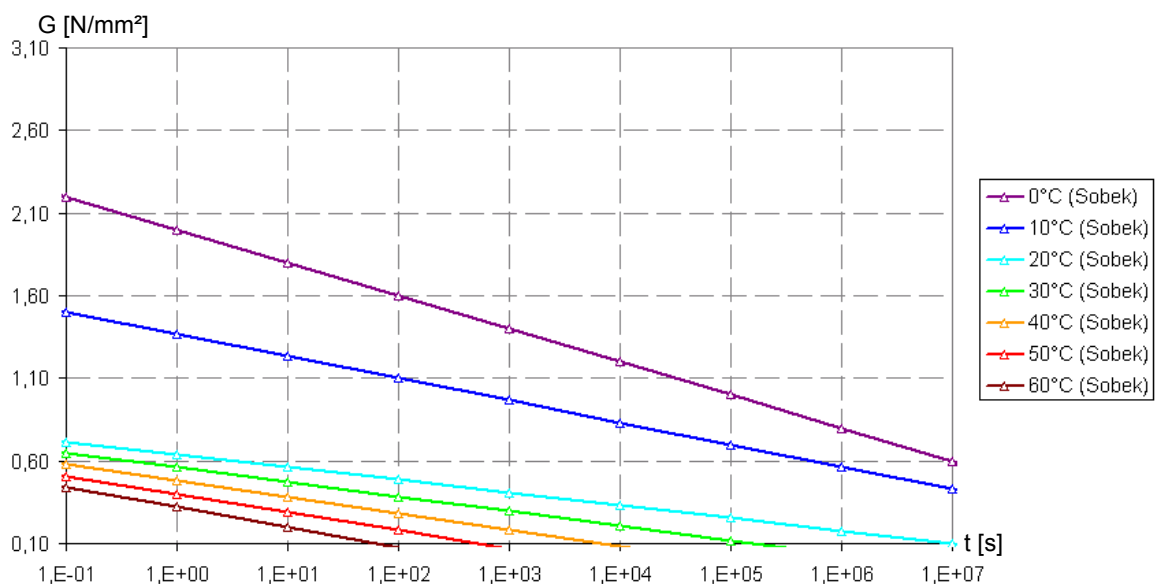


Fig.2.14: $G(t, T)$ volgens Sobek voor temperaturen van 0°C tot 60°C (logaritmisch diagram).

4.4. Onderzoek van Schüler

Waar de twee voorgaande modellen van de glijdingsmodulus gebaseerd zijn op experimenten met kleine proefstukken, is het onderstaande verloop gebaseerd op grote proefstukken. Schüler [8] voerde zowel buig- als afschuifproeven uit op proefstukken met praktische handelsmaten in een geklimatiseerde kamer om de effecten van temperatuur, belastingssnelheid en belastingveranderingen te onderzoeken.

Met de gevonden proefgegevens werd een mathematische formulering van het materiaalgedrag geformuleerd door combinatie van een gecombineerd Maxwell-model en logaritmische functies. Voor temperaturen hoger dan de glastransitietemperatuur werd gebruik gemaakt van logaritmische functies. Voor temperaturen in het overgangsgebied werd een combinatie van beide mathematische modellen aangewend. Meer specifiek werd een gecombineerd Maxwell-model met twee parameters voor proeven op korte termijn en een logaritisch model voor proeven op lange termijn toegepast. Voor temperaturen onder de glastransitietemperatuur wordt een gecombineerd Maxwell-model met drie parameters gebruikt.

$$G(t, T) = A(T) - B(T) \cdot \log(t) \quad (2.37)$$

$$G(t, T) = G_{\infty} + \sum_{i=1}^n G_i \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_i(T)}\right) \quad (2.38)$$

De parameters van de modellen werden bepaald met behulp van proefgegevens en zijn samengevat in bijlage A. Het verloop van de glijdingsmodulus voor temperaturen van 0°C tot 60°C is voorgesteld in figuur 2.15.

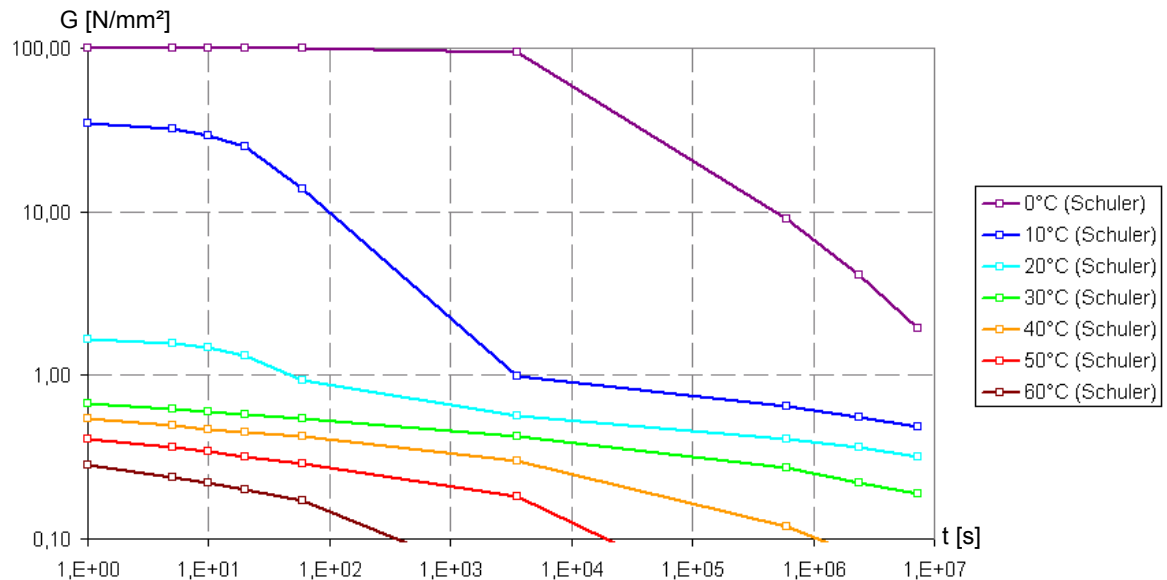


Fig.2.15: $G(t, T)$ volgens Schüler voor temperaturen van 0°C tot 60°C (dubbelloogarithmisch diagram).

4.5. Onderzoek van TNO

Aan het TNO (Nederlandse organisatie voor toegepast-natuurwetenschappelijk onderzoek) [9] werden buigproeven verricht op vierkante platen met verschillende oplegwijzen en belastingen. De ruiten met afmetingen van 1,25m bij 1,25m en een dikte van 4mm werden gescheiden door een PVB-folie van 0,72mm¹. De metingen werden verricht bij verschillende temperaturen gaande van 5°C tot 40°C en een tijdsduur van ongeveer een uur.

Zoals reeds vermeld in paragraaf 4.1 zijn er heel wat voorstellingsmogelijkheden om de meetgegevens weer te geven. Het is dan ook niet mogelijk uit de beschikbare gegevens een $G(t,T)$ -verloop af te leiden. Wel is het nuttig om de bevindingen die werden genomen aan het TNO te vermelden.

De proefmetingen werden door het TNO geverifieerd met behulp van een numeriek model dat gebaseerd is op het model van Bennison. Het model bleek goede resultaten te leveren voor temperaturen van 20°C of hoger. Bij lagere temperaturen onderschatte het model de doorbuiging. Dit is volgens het TNO te wijten aan het feit dat bij het model van Bennison bij 5°C al een situatie optreedt met, vrijwel, volledige koppeling terwijl de ruiten bij de proeven bij 5°C wel degelijk nog steeds een tijdsafhankelijk gedrag vertoonden. Het PVB dat aan de basis lag van het model van Bennison verwezenlijkte dus reeds een ‘volledige’ koppeling bij een hogere temperatuur dan bij het PVB gebruikt door het TNO. De waarden van de glijdingsmodulus bij hogere temperatuur waren in goede overeenstemming met zowel het model van Bennison als dit van Sobek.

4.6. Onderzoek aan de TH Karlsruhe

Aan de technische universiteit van Karlsruhe werden door Fried [10] in totaal 18 kleine proefstukken belast op afschuiving bij verschillende temperaturen van 20°C tot 80°C en verschillende belastingssnelheden vanaf 0,2mm/min. De proefstukken bestonden uit drie glasplaten met afmetingen van 100mm bij 100mm en werden met behulp van de waterjet-methode uit grote glasplaten gesneden.

Het onderzoek was een van de eerste om experimenteel het temperatuursafhankelijk gedrag van PVB aan te tonen. Door het kleine proefaantal en het gebruik van de waterjet-methode bij de vervaardiging heeft dit onderzoek geen algemeenheid. Opnieuw is het niet mogelijk om met de beschikbare gegevens een $G(t,T)$ -verloop op te maken.

4.7. Onderzoek van Gräf

Aan de technische universiteit van Munchen voerde Gräf [11] proeven uit op zowel kleine als grote proefstukken om het breukgedrag te onderzoeken. Meer specifiek ging het om vierpuntsbuigingsproeven op proefstukken van 1100mm bij 360mm bestaande uit twee glasplaten van 3mm met een tussenlaag van 0,76mm PVB en coaxiale dubbelringproeven op stukken met proefstukken met diameters van 60mm tot 800mm.

¹ Deze waarde wijkt af van de gebruikelijke PVB-diktes die steeds een veelvoud van 0,38mm zijn, maar wordt zo vermeld in B. BOS, L. DORTMANS, A. PIERS, Samenwerking in gelamineerd glas, TNO, Eindhoven, 2003, p.7.

Hoewel deze proeven meer gericht waren op het breukgedrag van glas, werden experimentele waarden van de glijdingsmodulus als tussenresultaat verkregen. Opnieuw is het niet mogelijk om uit de beschikbare gegevens $G(t, T)$ af te leiden. Gräf vermeldt echter dat zijn resultaten goed overeenstemmen met deze van Bennison en Sobek op lange termijn. Op korte termijn zijn geen uitspraken te maken vanwege de onnauwkeurigheid van de hanteerde methode in dit tijdsgebied.

4.8. Vergelijking verschillende modellen van de glijdingsmodulus

Vooreerst moet opgemerkt worden dat naast het soort model dat gebruikt wordt om het verloop weer te geven tal van andere factoren een rol spelen: grootte van de proefstukken, type van belasting, belastingsduur, belastingsnelheid ... Het geheel van deze elementen maakt het niet zondermeer mogelijk om alle resultaten zomaar onderling te vergelijken. Het is dan ook niet eenvoudig uit te maken welk model het best het werkelijke gedrag beschrijft omdat er altijd verschillende veronderstellingen werden gemaakt.

In hoofdzaak zijn er twee soorten modellen ter beschikking. Enerzijds zijn er modellen op basis van de mathematische, rheologische modellen. Door vele auteurs wordt het rheologisch model van gecombineerde Maxwell-elementen aanvaard als een nauwkeurige beschrijving van het verloop van de glijdingsmodulus voor amorfe thermoplasten. Dit model vereist enkel de kennis van de mastercurve waaruit met behulp van de tijdsverschuivingsfunctie het verloop bij andere temperaturen kan bepaald worden. Het bepalen van de relaxatietijden τ_i en de glijdingsmoduli G_i is echter niet eenvoudig en tot nu toe enkel met behulp van wringproeven opgesteld door Bennison. Deze modellen bezitten een fysisch gegronde basis zoals aangetoond in paragraaf 3.

Anderzijds zijn er modellen die enkel gebaseerd zijn op proefgegevens. Het logaritmisch model voorgesteld door Sobek bezit het voordeel van de eenvoud in gebruik en benadert de extremen voor enkele seconden tot enkele maanden op een conservatieve manier. Dit betekent dat als de proefgegevens door dit soort model op voldoende nauwkeurige manier kan beschreven worden, dit model de voorkeur geniet.

In onderstaande figuur 2.16 (cfr. infra) worden de vooropgestelde verlopen van de glijdingsmodulus volgens Bennison, Sobek en Schüller voorgesteld voor tijden tussen 1s en 1E7s en temperaturen tussen 0°C en 60°C. In bijlage B zijn details van de figuur opgenomen.

Voor temperaturen boven de glastransitietemperatuur van PVB is de overeenstemming tussen het model van Sobek en Bennison relatief goed. Wanneer de temperatuur de glastransitietemperatuur van PVB benadert, wordt het model van Sobek conservatiever om ten slotte onder de glastransitietemperatuur onrealistische waarden te leveren en het model kan het verloop niet meer degelijk weergegeven. Daarnaast neemt Sobek een bovengrens voor de glijdingsmodulus aan van 2N/mm² terwijl Bennison 200N/mm² voorstelt. Als ondergrens neemt Sobek 0N/mm² terwijl Bennison 0,5N/mm².

Het model van Schüller komt beter overeen met dit van Bennison. Voor lage temperaturen is het model van Schüller iets conservatiever dan dit van Bennison terwijl het model van Bennison bij hogere temperaturen iets conservatiever wordt dan Schüller. Het model van Schüller maakt gebruik van een gecombineerde materiaalwet omdat er te weinig gegevens beschikbaar waren om de parameters voor een algemeen geldende Maxwell-reeks op te stellen.

Er kan dan ook besloten worden dat het model van Bennison een goede grondslag vormt om verdere berekeningen te verrichten. Men moet echter steeds in het achterhoofd houden dat dit model gebaseerd is op wringingsproeven en dat het misschien iets te optimistisch is voor lage temperaturen.

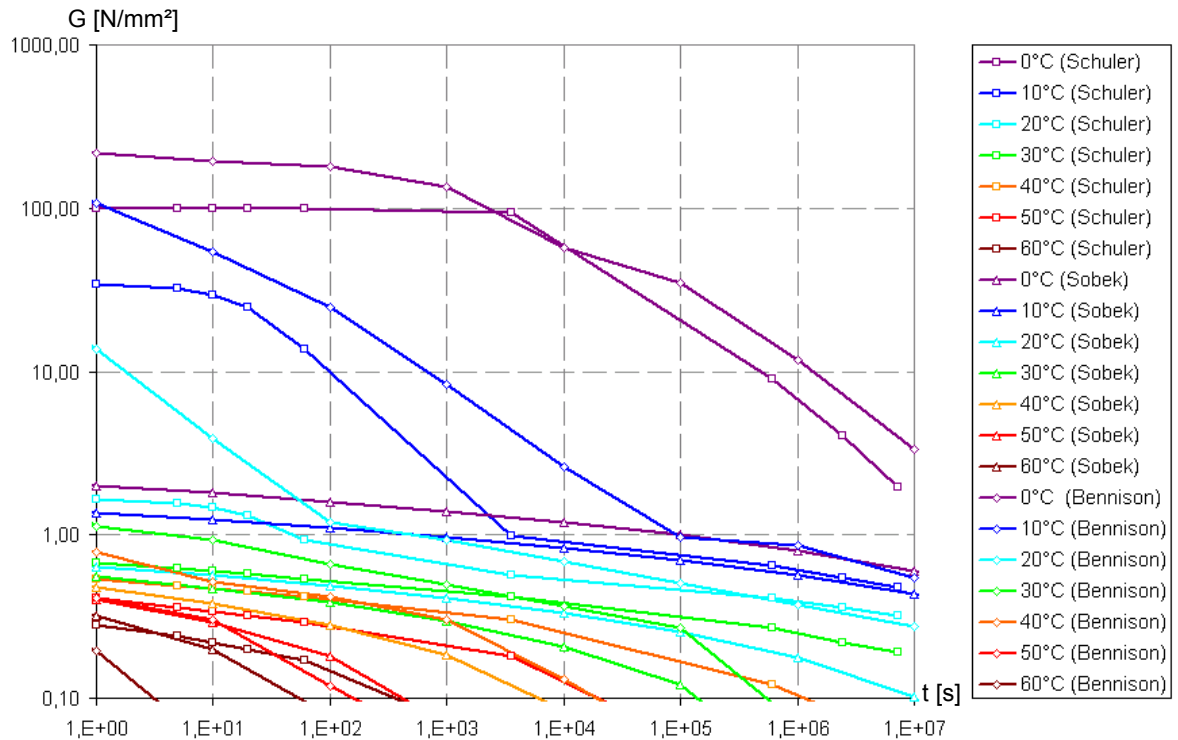


Fig.2.16: $G(t, T)$ volgens de verschillende modellen tussen 0°C tot 60°C (dubbellogaritmisch diagram).

5. Rekenregels volgens bestaande normen

5.1. Nederlandse rekenregels

NEN 2608-2 [12] formuleert het ontwerp en nazicht voor niet-verticaal geplaatst glas. Dit zijn platen geplaatst onder een hoek met de horizontale die kleiner is dan 80°, maar bovendien niet toegankelijk zijn, anders dan voor reparatie en onderhoud.

De werkwijze bestaat erin een equivalente glasdikte te bepalen zodat de formules voor een monolitische plaat van toepassing zijn. Indien volledige of gedeeltelijke samenwerking niet kan worden aangetoond, mag niet worden uitgegaan van enige samenwerking en moet de gelaagde plaat als twee losse platen beschouwd worden.

$$t_{ed} = \sqrt[3]{t_{1d}^3 + t_{2d}^3} \quad (2.39)$$

In bovenstaande formule is t_{ed} de rekenwaarde van de equivalente dikte van een enkelvoudige glasplaat met dezelfde weerstand tegen langdurige of middellangdurige belasting als gelaagd veiligheidsglas en t_{id} de rekenwaarde van de dikte van de afzonderlijke glasplaten.

Indien volledige samenwerking is aangetoond, is onderstaande formule van toepassing waarin t_{ed} de rekenwaarde van de equivalente dikte is van een enkelvoudige glasplaat met dezelfde weerstand tegen kortdurige belasting als gelaagd veiligheidsglas en t_{id} de rekenwaarde van de dikte van de afzonderlijke glasplaten. In de betrokken norm wordt echter niet vermeld wat men onder kortdurige belasting verstaat.

$$t_{ed} = t_{1d} + t_{2d} \quad (2.40)$$

Indien men gebruik wil maken van formule (2.40) moeten proeven op ware grootte worden uitgevoerd. In alle andere gevallen moet gebruik worden gemaakt van formule (2.39).

5.2. Duitse rekenregels

De huidige rekenregels in Duitsland zijn zeer vergelijkbaar met deze in Nederland. Voor verticaal gelaagd glas mag geen beroep gedaan worden op de gunstige bijdrage van de tussenlaag bij de sterkteberekening van het glas zelf.

Er moet echter wel een berekening worden uitgevoerd met de aanname van een volle verbinding om het effect op de lastenverdeling in de dragende structuur te bestuderen. Daarbij wordt de dikte van de tussenlaag verwaarloosd. Er kan afgeweken worden van deze regels indien er proeven worden uitgevoerd op ware grootte.

In deze paragraaf worden de formuleringen uit twee normdocumenten DIN EN 13474-1 [13] en DIN 13474-2 [14] aangehaald. De werkwijze is gelijkaardig aan deze van de Nederlandse norm in die zin dat er opnieuw een equivalente dikte wordt bepaald zodat verdere berekeningen kunnen uitgevoerd met de formules van een enkelvoudige plaat. Enig verschilpunt is dat er een extra term is opgenomen om de bijdrage van de tussenlaag in rekening te brengen.

$$h_e = \sqrt[3]{h_1^3 + h_2^3 + 12 \cdot \Gamma \cdot I_s} \quad (2.41)$$

In bovenstaande formule brengt Γ de bijdrage van de tussenlaag in rekening en wordt I_s berekend met behulp van onderstaande formules.

$$\begin{aligned} I_s &= h_1 \cdot h_{s1}^2 + h_2 \cdot h_{s2}^2 \\ h_{si} &= \frac{h_s \cdot h_i}{h_1 + h_2} \\ h_s &= 0,5 \cdot (h_1 + h_2) + h_{folie} \end{aligned} \quad (2.42)$$

Voor de berekening van Γ moeten echter aannamen genomen worden omtrent de waarde van de glijdingsmodulus. Deze zijn niet opgenomen in de betrokken normen waarin echter onderstaande opmerking wordt vermeld:

“De tussenlaag van gelaagd glas kan schuifspanningen overdragen die het draagvermogen van de plaat vergroten. Deze werking is opgenomen in deze norm door het invoeren van een equivalente dikte die afhankelijk is van de glijdingsmodulus van de tussenlaag.”

De waarde van Γ is gelijk aan 1 voor kortdurige belastingen zoals wind en 0 voor alle andere belastingen. Op deze manier worden analoge formules bekomen als in de Nederlandse norm waardoor enerzijds gerekend wordt op volledige samenwerking voor kortdurige belastingen en geen samenwerking voor langdurige belastingen.

5.3. Amerikaanse rekenregels

In tegenstelling tot de Nederlandse en Duitse rekenregels wordt in de Amerikaanse rekenregels geen spanningsnabicht uitgevoerd. Aan de hand van grafieken en zogenaamde ‘Glass Type Factors’ wordt een toelaatbare belasting bepaald voor een gegeven tijdsperiode. Deze grafieken zijn opgesteld met behulp van talrijke proeven en bekomen op die manier hun geldigheid.

6. Besluit

Het gedrag van gelamineerd glas wordt sterk beïnvloed door de eigenschappen van de tussenlaag. Het tijds- en temperatuursafhankelijk gedrag van een PVB-folie is echter tot op de dag van vandaag niet volledig gekend. Deze thermoplast vertoont een volledig spectrum van mechanisch gedrag tussen -20°C en 80°C .

Een eenvoudige klasse van rheologische modellen om het visco-elastisch gedrag van thermoplasten te beschrijven zijn de geïdealiseerde, mechanische modellen. Om het werkelijke, complexe gedrag van een thermoplast te beschrijven moeten meerdere Maxwell- of Kelvin-Voigt-elementen worden gecombineerd tot complexe veer-dempersystemen. Het visco-elastisch gedrag van een thermoplast onder belastingen kan beschreven worden met behulp van het superpositiebeginsel van Boltzmann. Het correspondentieprincipe veronderstelt dat de oplossingen uit de elasticiteitsleer overdraagbaar zijn naar lineair visco-elastische materialen. Ten slotte onderstelt het principe van de tijdsverschuiving, ook wel time-shift genoemd, dat bij lineair visco-elastische materialen de kruiptijden en relaxatietijden τ eenzelfde temperatuursafhankelijkheid bezitten.

De gegevens die volgen uit het experimentele onderzoek naar het verloop van de glijdingsmodulus van PVB kunnen op zeer verschillende wijzen worden weergegeven en benaderd door mathematische modellen. Om het relaxatiegedrag van de thermoplast in het lineair visco-elastisch domein te beschrijven maakt het model van Bennison gebruik van een gecombineerd Maxwell-model met 11 parameters die de mastercurve vastlegt. Het model van Sobek is een zuiver experimenteel model die een conservatieve afschatting levert van de extreme waarden van de glijdingsmodulus over het gehele tijdsdomein. Ten slotte is het model van een Schüler een combinatie van de twee voorgaande modellen. Het model van Bennison lijkt een goede grondslag te vormen om nauwkeurige berekeningen uit te voeren. Het model beschrijft het best het gedrag van de tussenlaag alhoewel het voor lage temperaturen optimistischer is dan het model van Schüler.

De huidige rekenregels zijn voorzichtig omtrent het in rekening brengen van de samenwerking die tot stand wordt gebracht door de tussenlaag. Bovendien zijn de bestaande normen gebaseerd op gelamineerd glas met een PVB-folie. In vergelijking met de theoretische modellen is de huidige regelgeving dan ook zeer conservatief.

HOOFDSTUK 3

THEORETISCHE STUDIE VAN HET MECHANISCH GEDRAG

1. Inleiding

Gelamineerd glas bestaat uit minstens twee glasplaten die onderling met elkaar verbonden worden door middel van een adhesieve tussenlaag. Meestal bestaat die tussenlaag uit een of meerdere kunststoffolies die allemaal een visco-elastisch gedrag vertonen. In de eerste plaats is de toevoeging van een tussenlaag gericht op de veiligheid. Brosse breuken kunnen gestopt worden waardoor het element een deel van zijn structurele rol blijft behouden en bij breuk blijven de scherven kleven waardoor het risico op verwondingen daalt. Met de komst van een ‘nieuwe’ soort tussenlaag is het echter mogelijk de sterkte en de stijfheid van gelamineerd glas te verbeteren.

Tot op heden wordt voornamelijk gebruik gemaakt van een tussenlaag uit polyvinylbutyral (PVB). De samenstelling, theoretische en experimentele gedragsmodellen van dit materiaal werden voorgesteld in hoofdstuk 2. In het begin van de jaren '90 werd een nieuwe, ionoplastische tussenlaag ontwikkeld door de fabrikant DuPont¹ onder de naam SentryGlas® (SG). Het werd ontworpen om gelamineerde ruiten beter bestand te maken tegen orkanen, vandalen en inbrekers. De mechanische eigenschappen van het oorspronkelijke product werden ‘recent’ verbeterd en gepromoot onder de naam SentryGlas® Plus ionoplast (SGP). De leverbare laagdiktes zijn momenteel beperkt tot 1,52 en 2,28 millimeter met een tolerantie van +/- 0,13 millimeter. In onderstaande tabel 3.1 zijn de richtwaarden van enkele karakteristieke eigenschappen voor beide materialen samengevoegd:

eigenschap	SGP	PVB	eenheid
massadichtheid	950	1070	kg/m ³
elasticiteitsmodulus	300	15	N/mm ²
treksterkte	34,5	20	N/mm ²
verlenging bij breuk	400	250	%
gemiddelde uitzettingscoëfficiënt	(10 à 15) x 10 ⁻⁵	468 x 10 ⁻⁶	K ⁻¹

Tabel 3.1: Richtwaarden voor enkele materiaaleigenschappen van PVB en SGP².

¹ DuPont Glass Laminating Products (World Headquarters), Route 141 & Lancaster Ave., BMP26-2321, Wilmington, DE 19805, USA.

² DuPont, DuPont SentryGlas® Plus security interlayer, s.l., technische documentatie H-75287-1, s.a., p.1

In vergelijking met PVB is SGP veel sterker en stijver. Het ligt dan ook binnen de verwachtingen dat deze nieuwe tussenlaag wel degelijk zal kunnen bijdragen tot een verbetering van het mechanisch gedrag van gelamineerd glas. Ondanks zijn betere mechanische karakteristieken, blijft SGP evenwel een visco-elastisch materiaal dat een sterke afhankelijkheid bezit van zowel belastingsduur als temperatuur.

Dit hoofdstuk stelt zich tot doel een kwalitatieve, theoretische vergelijking te maken tussen glaslaminaten samengesteld met PVB en deze samengesteld met SGP. Eerst worden de relaxatiecurven van beide materialen onderling vergeleken. Daarna wordt theoretisch het effect van de stijfheid van de tussenlaag op de buiging om de zwakke as onderzocht. Vervolgens wordt het effect van de stijfheid van de tussenlaag op het kippingedrag theoretisch bestudeerd.

Ten slotte wordt opgemerkt dat alle berekeningen in dit hoofdstuk van de eerste orde zijn. Voor tweede-ordeberekeningen wordt verwezen naar hoofdstuk 6 waar numerieke berekeningen worden doorgevoerd.

2. Vergelijking van de relaxatiecurven van PVB en SGP

Zowel PVB als SGP zijn visco-elastische materialen, wat betekent dat hun mechanische eigenschappen veranderlijk zijn in functie van tijd en temperatuur. In hoofdstuk 2 werd reeds uitvoerig ingegaan op de beschrijving van het visco-elastisch gedrag van PVB en werd besloten verder te werken met het model van Bennison. Het visco-elastisch gedrag van SGP wordt met een gelijkaardig model beschreven. In onderstaande figuren 3.1 en 3.2 (cfr. infra) worden het verloop in de tijd van de glijdingsmodulus van zowel PVB als SGP weergegeven. De gestreepte lijn in de figuur 3.2 stelt een ondergrens voor, bepaald door de producent DuPont. Voor quasi-permanente belastingen wordt het relaxatiegedrag van SGP niet meer goed beschreven door de veralgemeende Maxwell-reeks. Deze ondergrens van 2N/mm^2 is gebaseerd op kruipexperimenten.

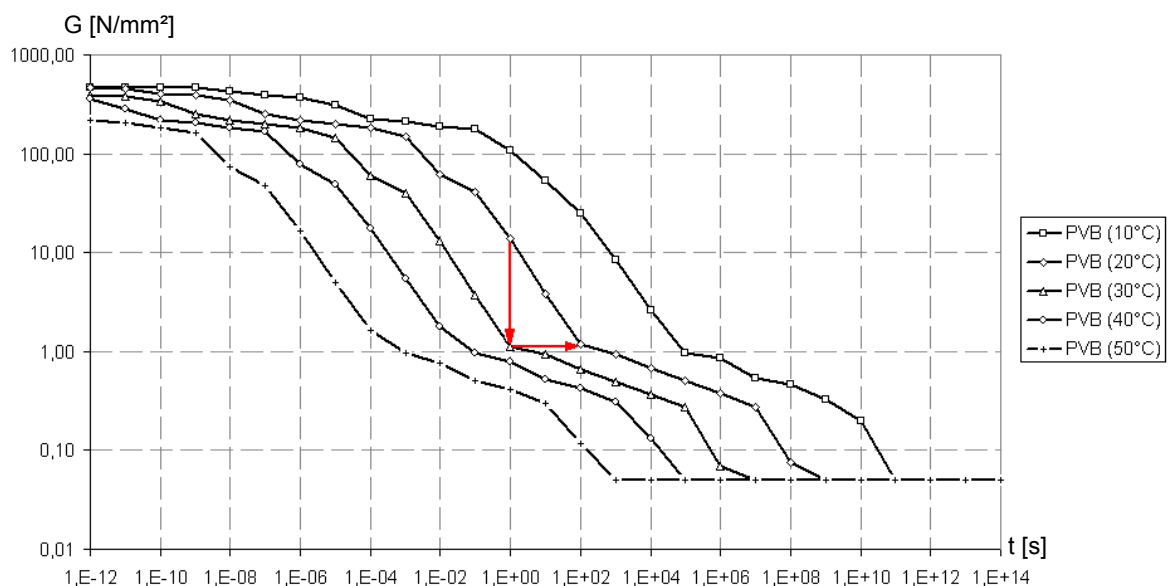


Fig.3.1: $G(t,T)$ van PVB volgens Bennison tussen 10°C en 50°C (dubbellogaritmisch diagram).

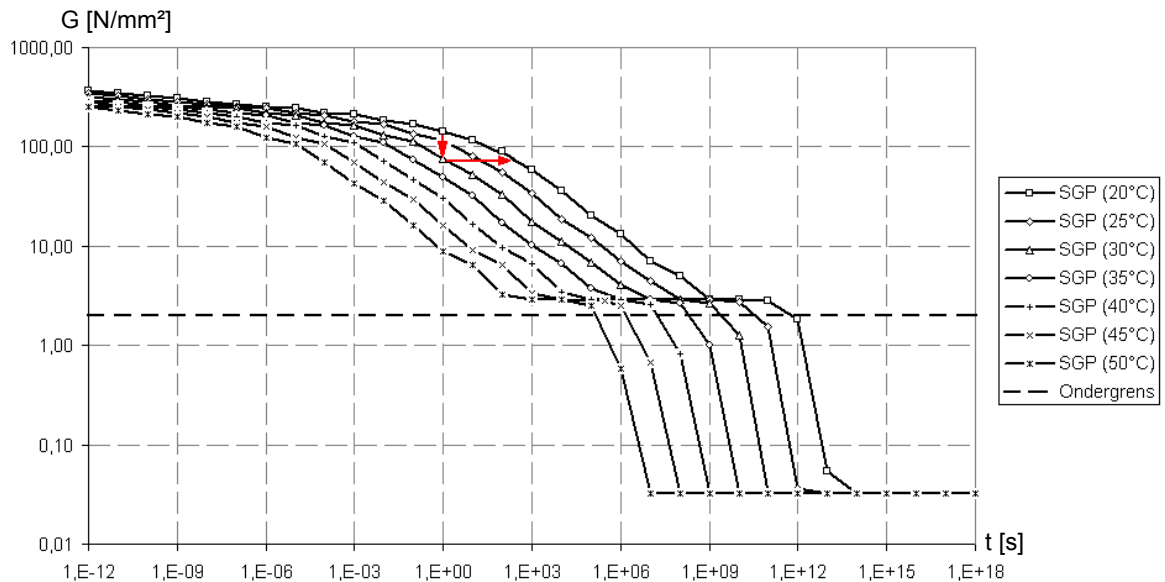


Fig.3.2: $G(t,T)$ van SGP volgens Bennison tussen 20°C en 50°C (dubbelloogarithmisch diagram)¹.

Vooraleer in te gaan op de verschillen tussen beide relaxatiediagrammen is het nuttig de relativiteit van de belastingsduur te onderstrepen. In figuur 3.1 (cfr. supra) wordt duidelijk weergegeven dat een verhoging van de temperatuur zorgt voor een horizontale verschuiving naar links van de relaxatiecurve.

Als voorbeeld kan men de glijdingsmodulus van PVB bij 20°C en een belastingsduur van een seconde bekijken die 13,7N/mm² bedraagt. Stijgt de temperatuur met 10°C, dan daalt de waarde van de glijdingsmodulus tot 1,1N/mm² (zie verticale pijl in figuur 3.1). Om bij de oorspronkelijke temperatuur van 20°C een even grote daling van de glijdingsmodulus te bekomen, zou de belastingsduur 100 keer moeten toenemen (zie horizontale pijl in figuur 3.1).

Men kan een soortgelijke redenering maken voor figuur 3.2. Bij 20°C en een belastingsduur van een seconde bedraagt de glijdingsmodulus van SGP 142N/mm². Stijgt de temperatuur met 10°C, dan daalt de waarde van de glijdingsmodulus tot 76,2N/mm² (zie verticale pijl in figuur 3.2). Om bij de oorspronkelijke temperatuur van 20°C een even grote daling van de glijdingsmodulus te bekomen, zou de belastingsduur 175 keer moeten toenemen (zie horizontale pijl in figuur 3.2). De glijdingsmodulus van SGP neemt dus minder snel af in de tijd dan deze van PVB. Bovendien is de maximale reductie van de glijdingsmodulus bij SGP veel kleiner dan bij PVB.

Om de vergelijking nog beter te kunnen doorvoeren zijn in figuur 3.3 (cfr. infra) de relaxatiecurven van PVB en SGP bij 20°C weergegeven. Bij een zeer korte belastingsduur vallen de twee relaxatiecurven nagenoeg samen en blijven ze min of meer constant. Daarna neemt de glijdingsmodulus van PVB sterk af om zich na een zeer lange belastingsduur te stabiliseren op een zogenaamde drempelwaarde ($G_{00} = 0,05\text{N/mm}^2$). De glijdingsmodulus van SGP neemt minder snel af en stabiliseert zich bovendien op een veel hogere ondergrens ($G_{00} = 2\text{N/mm}^2$).

¹ J. BELIS, Kipsterkte van monolithische en gelamineerde glazen liggers, Universiteit Gent, 2005, p. 7.20

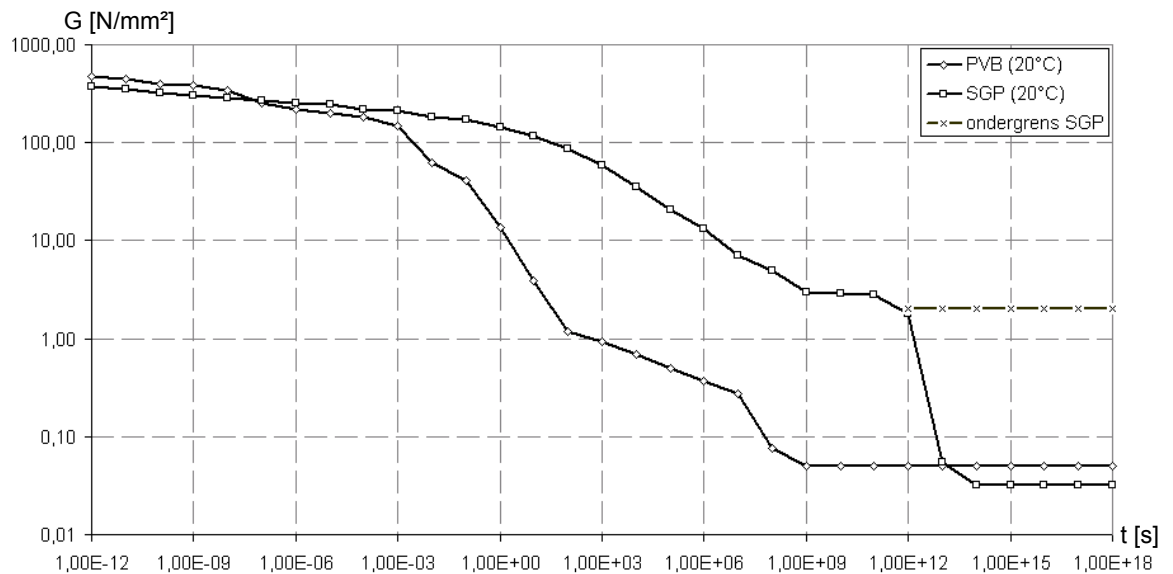


Fig.3.3: Relaxatiecurven van PVB en SGP bij 20°C (dubbellogaritmisch diagram)¹.

3. Theoretische studie van buiging om de zwakke as

3.1. Eerste-orde-theorie

In de literatuur zijn verschillende analytische berekeningen terug te vinden die het buiggedrag om de zwakke as van gelamineerd glas beschrijven waaronder Gsgen (1998), Hooper (1973), Kreuzinger (1998), Norville (1998), Stamm (1974) en Wölfel (1987). De verscheidene berekeningen verschillen zowel op het vlak van toepassingsdomein (balken, platen) als toepassingsvriendelijkheid. Door Siebert (1999) werden verschillende berekeningswijzen onderling vergeleken en hij besloot dat voor een-dimensionele buigproblemen (2 overstaande opleggingen) alle rekenmethoden overeenstemmende resultaten leverden.

In het onderstaande wordt de benaderingsoplossing volgens Wölfel [15] uiteengezet. Deze berekeningswijze is gebaseerd op onderzoeken van Mhler (1956) en is enkel van toepassing voor statisch bepaalde balken die een kleine doorbuiging kennen (eerste-orde-theorie). In de figuur 3.4 (cfr. infra) is de dwarsdoorsnede van een balk belast om haar zwakke as weergegeven.

Er wordt vanuit gegaan dat twee buigzame glasplaten onderling verbonden worden door een tussenlaag met verwaarloosbare buigstijfheid maar met significante schuifstijfheid S_Q . De dikte van de tussenlaag wordt constant verondersteld en bovendien wordt er geen spijl toegelaten tussen het glas en de tussenlaag, met andere woorden, men gaat uit van een perfecte adhesie.

Ten slotte wordt verondersteld dat de samenstellende materialen lineair elastisch en isotroop zijn. Om rekening te houden met de relaxatie van de tussenlaag die optreedt bij hogere temperaturen of langere belastingstijden wordt het correspondentieprincipe toegepast (cfr. paragraaf 3.5 van hoofdstuk 2).

¹ J. BELIS, Kipsterkte van monolithische en gelamineerde glazen liggers, Universiteit Gent, 2005, p. 7.19

Het verloop van de glijdingsmodulus in functie van de tijd en temperatuur is gekend zodat het mogelijk is een momentopname te maken van het materiaalgedrag bij een bepaalde belastingsduur en temperatuur waarbij de tussenlaag lineair elastisch kan worden beschouwd.

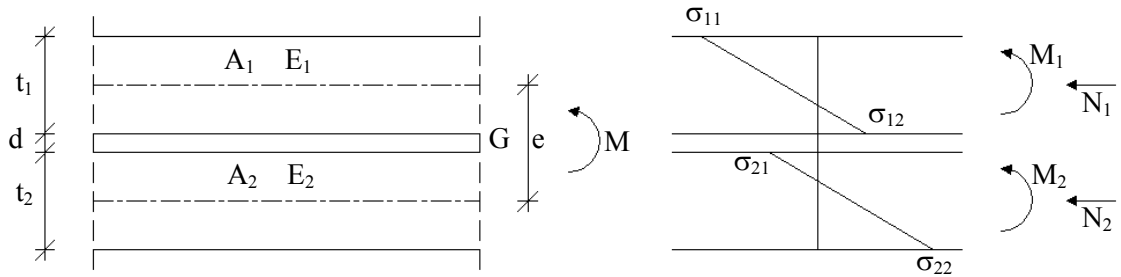


Fig.3.4: Kenmerken en spanningen over de dwarsdoorsnede volgens de theorie van Wölfel.

De buigstijfheid B_S en de schuifstijfheid S_Q kunnen berekend worden met onderstaande formules waarin E de elasticiteitsmodulus van de glasplaten is, A_1 en A_2 de dwarsdoorsnede van de glasplaten, e de afstand tussen de zwaartepunten van de glasplaten, b de breedte van de dwarsdoorsnede, G de glijdingsmodulus van de tussenlaag en d de dikte van de tussenlaag:

$$B_S = \frac{E \cdot A_1 \cdot A_2 \cdot e^2}{A_1 + A_2} \quad (3.1)$$

$$S_Q = \frac{G \cdot e^2 \cdot b}{d} \quad (3.2)$$

De vervorming van de gelamineerde glasplaat kan berekend worden volgens het principe van de virtuele arbeid toegepast op elastische materialen met kleine rekken en verplaatsingen¹:

$$\delta = \frac{1}{B_S} \int M \cdot \bar{M} \cdot dx + \frac{1}{S_Q} \int Q \cdot \bar{Q} \cdot dx \quad (3.3)$$

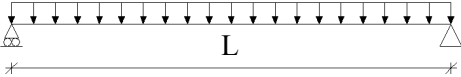
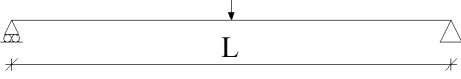

In bovenstaande uitdrukking zijn de overstreepte krachtswerkingen de resultanten ten gevolge van een fictief aangrijpende eenheidslast in het midden van de overspanning. Met invoering van de dimensieloze parameter k die de verhouding is van de dwarskrachtvervorming tot de buigvervorming kan bovenstaande uitdrukking (3.3) omgevormd worden tot uitdrukking (3.5).

$$k = \frac{B_S}{S_Q} \frac{\int Q \cdot \bar{Q} \cdot dx}{\int M \cdot \bar{M} \cdot dx} \quad (3.4)$$

$$\delta = \frac{(1+k)}{B_S} \cdot \int M \cdot \bar{M} \cdot dx \quad (3.5)$$

In de tabel 3.2 zijn de formules voor de parameter k en de doorbuiging w in het midden voorgesteld voor verschillende belastingsgevallen.

¹ R. VAN IMPE, Berekening van constructies I, Laboratorium voor Modelonderzoek, Universiteit Gent, Gent, 2003, p.3.17.

belastinggeval	k	w
	$9,6 \cdot \frac{B_S}{S_Q \cdot I^2}$	$\frac{(1+k) \cdot M_S \cdot I^2}{9,6 \cdot B_S}$
	$12 \cdot \frac{B_S}{S_Q \cdot I^2}$	$\frac{(1+k) \cdot M_S \cdot I^2}{12 \cdot B_S}$
	$\frac{24}{3-4 \cdot \alpha^2} \cdot \frac{B_S}{S_Q \cdot I^2}$	$\frac{(1+k) \cdot M_S \cdot I^2}{24 \cdot B_S} \cdot (3-4 \cdot \alpha^2)$

Tabel 3.2: Formules voor k en w volgens de theorie van Wölfel.

Gaat men uit van buigzame glasplaten met buigstijfheid $B_1=EI_1$ en $B_2=EI_2$ en een star verband tussen beide, dan kan men het uiterste draagmoment verdelen over B_1 , B_2 en B_S waarbij B_S de bijdrage uitdrukt van de tussenlaag tot het draagvermogen. Bij een onvolledige verband worden de glasplaten sterker belast terwijl er minder door de samenwerking tussen de glasplaten wordt gedragen. De benadering berust op de aanname dat bij de momentenverdeling er gerekend kan worden met een vervangingsbuigstijfheid die hieronder wordt gedefinieerd:

$$\bar{B}_S = \frac{1}{(1+k)} \cdot B_S \quad (3.6)$$

Het momentenaandeel van de glasplaten kan berekend worden met formule (3.7) terwijl het moment dat gedragen worden door de samenwerking met formule (3.8) kan bepaald worden:

$$M_D = \beta_0 \cdot M \quad (3.7)$$

$$M_S = (1-\beta_0) \cdot M \quad (3.8)$$

met

$$\beta_0 = \frac{B_D}{B_D + \bar{B}_S} = \frac{B_D}{B_D + B_S / (1+k)} \quad (3.9)$$

$$B_D = B_1 + B_2 = EI_1 + EI_2 \quad (3.10)$$

Het momentenaandeel dat door de glasplaten afzonderlijk wordt gedragen kan door onderstaande formules worden berekend:

$$M_1 = \frac{B_1}{B_1 + B_2} \cdot \beta_0 \cdot M \quad (3.11)$$

$$M_2 = \frac{B_2}{B_1 + B_2} \cdot \beta_0 \cdot M \quad (3.12)$$

Ten slotte kunnen de normaalspanningen over de dwarsdoorsnede door volgende formules worden bepaald:

$$\sigma_{11} = -\frac{M_1}{I_1} \cdot \frac{t_1}{2} - \frac{M_S}{e \cdot A_1} \quad (3.13)$$

$$\sigma_{12} = + \frac{M_1}{I_1} \cdot \frac{t_1}{2} - \frac{M_s}{e \cdot A_1} \quad (3.14)$$

$$\sigma_{21} = - \frac{M_2}{I_2} \cdot \frac{t_2}{2} + \frac{M_s}{e \cdot A_2} \quad (3.15)$$

$$\sigma_{22} = + \frac{M_2}{I_2} \cdot \frac{t_2}{2} + \frac{M_s}{e \cdot A_2} \quad (3.16)$$

Met bovenstaande uitdrukkingen is het niet mogelijk een superpositie te maken van belastingsgevallen met verschillende waarde van k , dus verschillende soorten belastingsgevallen.

3.2. Vergelijking tussen PVB en SGP

Met de betrekkingen die werden opgesteld in paragraaf 3.1 en het verloop van de glijdingsmodulus in de tijd uit paragraaf 2 is het mogelijk een voorspelling te maken van de doorbuiging in het midden van de overspanning bij een bepaalde belastingsduur en temperatuur. Deze voorspelling is echter slechts nauwkeurig in het domein van doorbuigingen van de grootteorde van de dikte van de beschouwde ligger.

Om het verschil tussen PVB en SGP te onderzoeken, wordt de doorbuiging in het midden van de overspanning voor de ter beschikking zijnde proefstukken van de reeks A (zie paragraaf 2 van hoofdstuk 5) berekend. Deze bestaan uit twee platen van gehard glas met een dikte van 6mm gescheiden door een folie van SGP van ongeveer 1,52mm dik. Aangezien het om een eerste-orde-theorie gaat is de doorbuiging lineair evenredig met de belasting. Er wordt gekozen voor een belasting van 100N bij een overspanning van 2950mm.

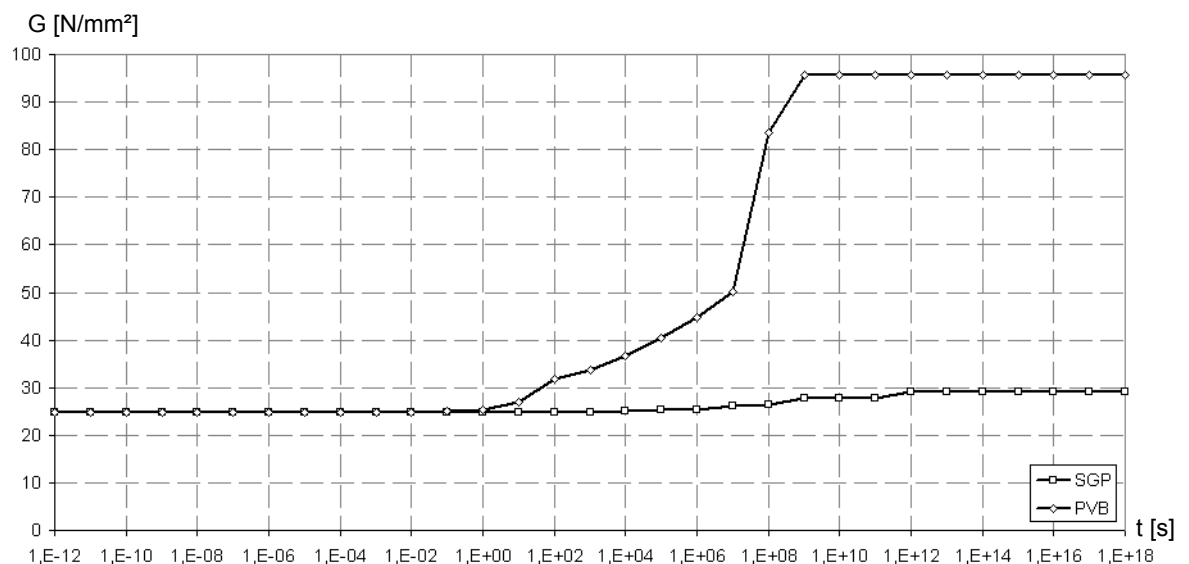


Fig.3.5: Verloop van de doorbuiging in de tijd (logaritmisch diagram).

De resultaten van deze theoretische berekening zijn samengevoegd in figuur 3.5 (cfr. supra), die het verloop van de doorbuiging in de tijd voor zowel PVB als SGP weergeeft. De berekeningen werden over hetzelfde tijdsdomein uitgevoerd als de relaxatiecurven voorgesteld in paragraaf 2, zodat het gedrag over de hele levensduur van de ligger wordt weergegeven. Opvallend is dat de doorbuiging bij SGP maar heel weinig toeneemt in de tijd. De uiteindelijk doorbuiging is slechts 17% groter dan de initiële doorbuiging. Bij PVB daarentegen neemt de doorbuiging vanaf een bepaald tijdstip snel toe om zich uiteindelijk te stabiliseren op een waarde die 285% groter is dan de initiële doorbuiging. Hierbij moet opgemerkt worden dat de uiteindelijke doorbuiging veel groter is dan de dikte van het proefstuk zodat dit resultaat eigenlijk buiten het domein van de eerste-orde-theorie gelegen is.

In plaats van de doorbuiging in de tijd te bestuderen, kan het interessant zijn om de afhankelijkheid van de doorbuiging en de spanningen te bestuderen in functie van de waarde van de glijdingsmodulus zoals weergegeven in figuur 3.6.

Het verschil tussen ontkoppelde, wrijvingsloos gestapelde platen en platen met een tussenlaag met zeer kleine glijdingsmodulus blijkt zeer groot te zijn. Wanneer de waarde van de glijdingsmodulus verder toeneemt is de invloed op de doorbuiging en de spanningen kleiner. Een verschil in de waarde van de glijdingsmodulus tussen $0,05\text{N/mm}^2$ en 2N/mm^2 (de ondergrenzen van PVB en SGP respectievelijk) heeft een veel groter effect dan de variatie van de glijdingsmodulus tussen 2N/mm^2 en 375N/mm^2 . Dit verklaart meteen ook waarom de doorbuiging voor PVB in figuur 3.5 opeens snel toeneemt vanaf het tijdstip dat de waarde van de glijdingsmodulus onder de 2N/mm^2 zakt.

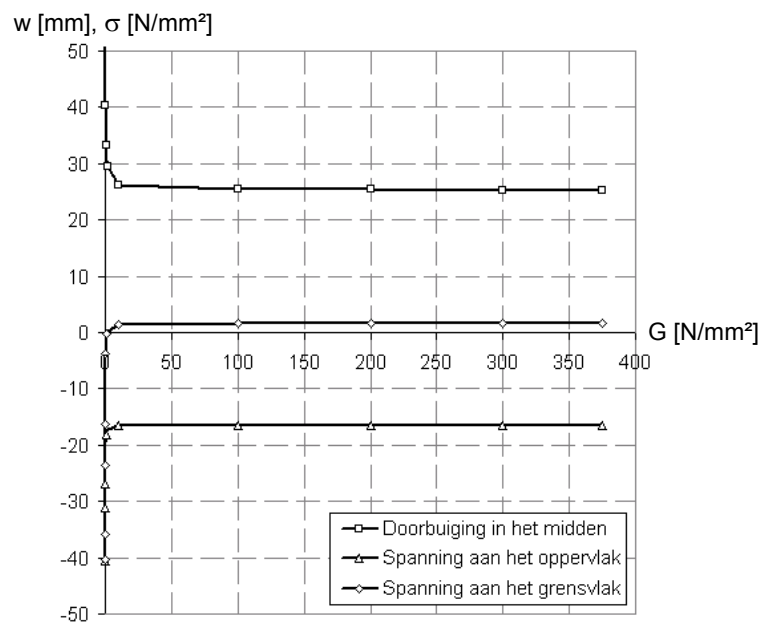


Fig.3.6: Verloop van de doorbuiging en spanning in functie van de glijdingsmodulus.

In het gekozen voorbeeld is de doorbuiging voor SGP in het midden op zeer lange termijn ($G = 2\text{N/mm}^2$) slechts 17% groter dan deze op zeer korte termijn ($G = 375\text{N/mm}^2$). De doorbuiging van de platen met onvolledige koppeling ($G = 2\text{N/mm}^2$) bedraagt slechts 21% van deze zonder enige koppeling ($G = 0\text{N/mm}^2$).

De spanningen in het midden van de overspanning zijn op zeer lange termijn ($G = 2\text{N/mm}^2$) slechts 6% groter dan deze op zeer korte termijn ($G = 375\text{N/mm}^2$). Terwijl de spanningen van de platen met onvolledige koppeling ($G = 2\text{N/mm}^2$) slechts 42% bedragen van deze zonder enige koppeling ($G = 0\text{N/mm}^2$)

Voor PVB is de doorbuiging in het midden op zeer lange termijn ($G = 0,05\text{N/mm}^2$) 285% groter dan deze op zeer korte termijn ($G = 471\text{N/mm}^2$). De doorbuiging van de platen met onvolledige koppeling ($G = 0,05\text{N/mm}^2$) bedraagt slechts 67% van deze zonder enige koppeling ($G = 0\text{N/mm}^2$).

De spanningen in het midden van de overspanning zijn op zeer lange termijn ($G = 0,05\text{N/mm}^2$) 93% groter dan deze op zeer korte termijn ($G = 471\text{N/mm}^2$). Terwijl de spanningen van de platen met onvolledige koppeling ($G = 0,05\text{N/mm}^2$) nu 76% bedragen van deze zonder enige koppeling ($G = 0\text{N/mm}^2$)

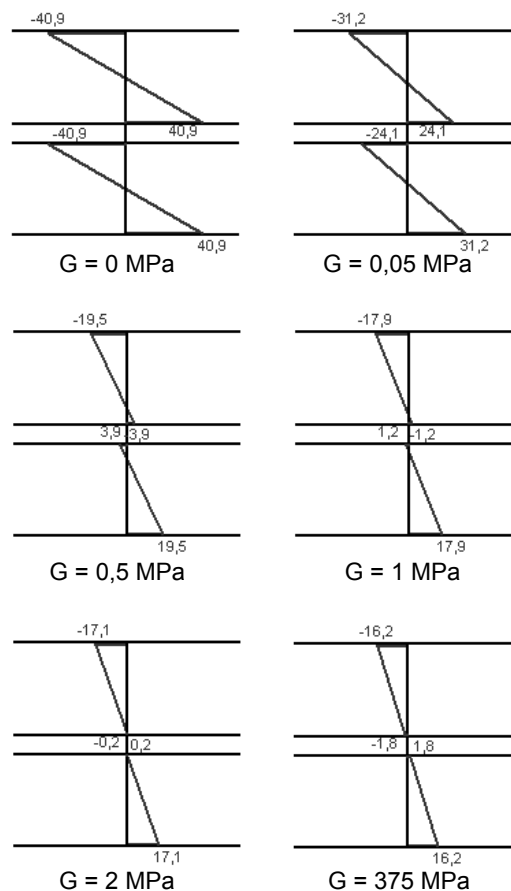


Fig.3.7: Details van het spanningsverloop over de doorsnede in functie van de glijdingsmodulus.

De bovenstaande verhoudingen zijn natuurlijk afhankelijk van de geometrie van de ligger. In figuur 3.8 (cfr. infra) wordt zowel voor PVB als SGP de verhouding van de doorbuiging w_{00} op lange termijn tot de initiële doorbuiging w_0 weergegeven in functie van de overspanning, de individuele glasplaatdikte en de dikte van de tussenlaag. De breedte van de proefstukken is steeds gelijk aan 150mm.

Voor SGP blijkt de verhouding voor grote overspanningen te evolueren naar de eenheid. Daarbij moet in het achterhoofd gehouden worden dat de absolute doorbuiging bij grote overspanningen veel groter is dan bij kleine overspanningen zodat de extra, absolute doorbuiging voor grotere overspanningen groter is dan voor kleine overspanningen. Een vergroting van de individuele glasplaatdikte geeft aanleiding tot een grotere verhouding, maar kleinere absolute extra doorbuiging. Een vergroting van de tussenlaagdikte leidt tot een grotere verhouding en tevens grotere absolute extra doorbuiging. Het is dus voordelig om met een zo dun mogelijke tussenlaag te werken. SGP-folies hebben echter tot op vandaag een minimale dikte van 1,52mm.

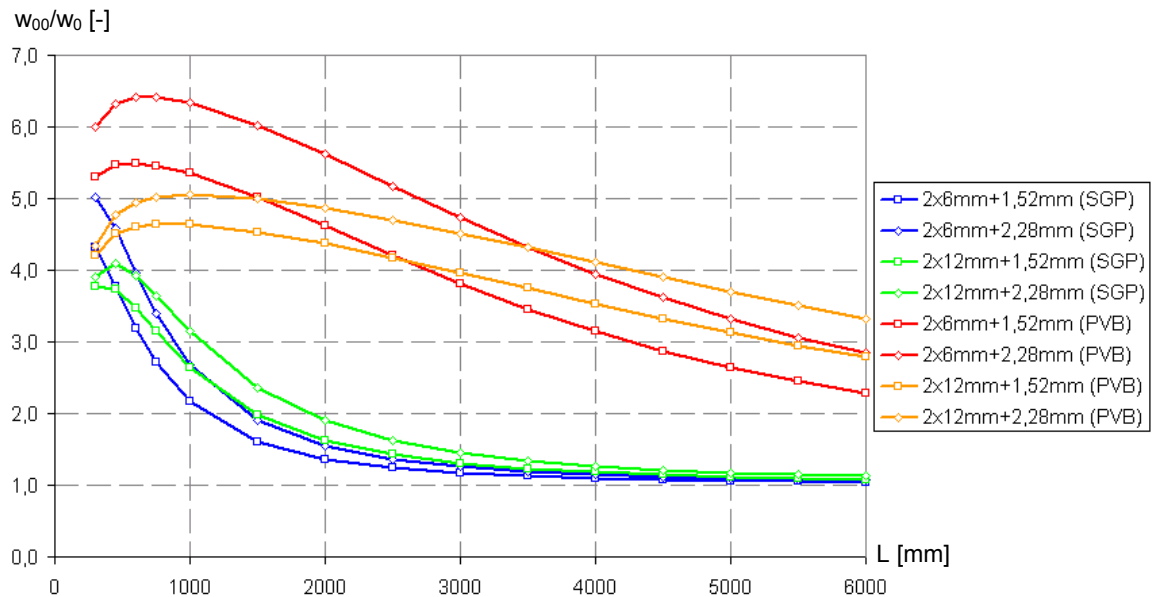


Fig.3.8: w_{00}/w_0 in functie van de overspanning, glasplaatdikte en tussenlaagdikte.

Voor PVB kan de verhouding de eenheid niet bereiken aangezien de overspanning in praktische toepassingen beperkt is tot 6m. Zelfs voor overspanning van 6m bedraagt de verhouding meer dan 2 zodat de doorbuiging op lange termijn dubbel zo groot wordt als deze op korte termijn. Opnieuw geeft zowel een vergroting van de individuele glasplaatdikte als de tussenlaagdikte aanleiding tot een grotere verhouding. Hierbij dient nog opgemerkt te worden dat in de berekeningen gewerkt werd met een minimale tussenlaagdikte van 1,52mm om goede vergelijkingen te kunnen trekken met de resultaten van SGP. In praktijk zijn PVB-folies beschikbaar met een minimale dikte van 0,38mm wat gunstiger resultaten oplevert.

In figuur 3.9 (cfr. infra) wordt de verhouding van de spanning σ_{00} aan het buitenoppervlak op lange termijn tot de spanning σ_0 aan het buitenoppervlak bij het initieel belasten weergegeven in functie van de overspanning, de individuele glasplaatdikte en de dikte van de tussenlaag. De breedte is steeds gelijk aan 150mm. Overeenkomstige besluiten als bij figuur 3.8 kunnen ook bij deze figuur gemaakt worden.

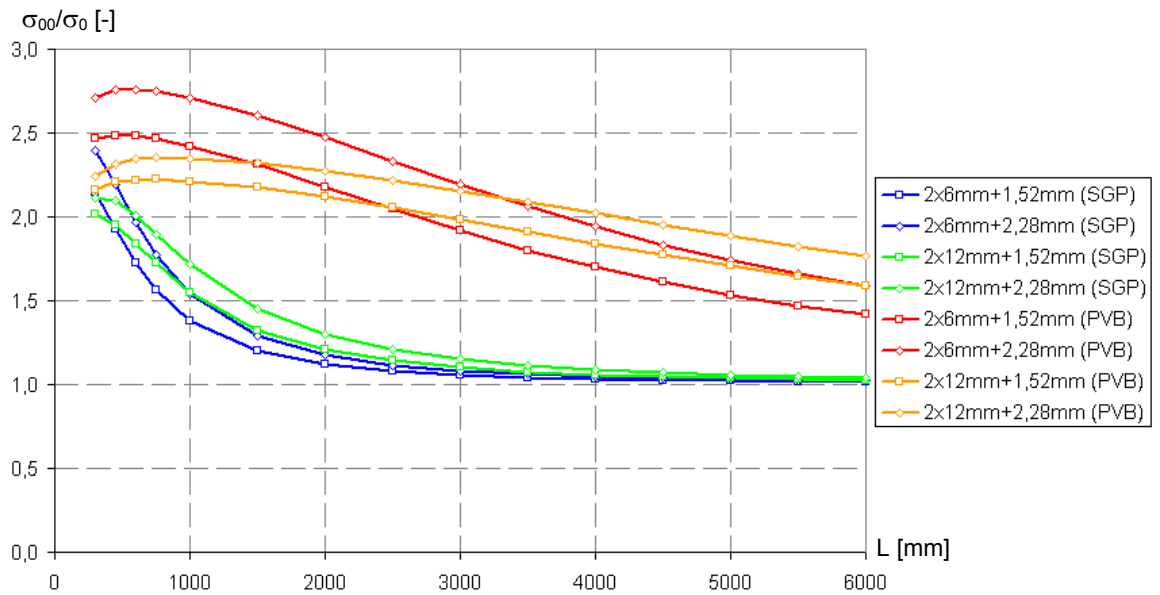


Fig.3.9: σ_{00}/σ_0 in functie van de overspanning, glasplaatdikte en tussenlaagdikte.

In figuur 3.10 is de verhouding van de doorbuiging w_{00} op lange termijn bij onvolledige koppeling ($G = 2\text{N/mm}^2$ voor SGP, $G = 0,05\text{N/mm}^2$ voor PVB) tot de doorbuiging $w_{G=0}$ bij verwaarlozing van de koppeling ($G = 0\text{N/mm}^2$) weergegeven in functie van de overspanning, de individuele glasplaatdikte en de tussenlaagdikte.

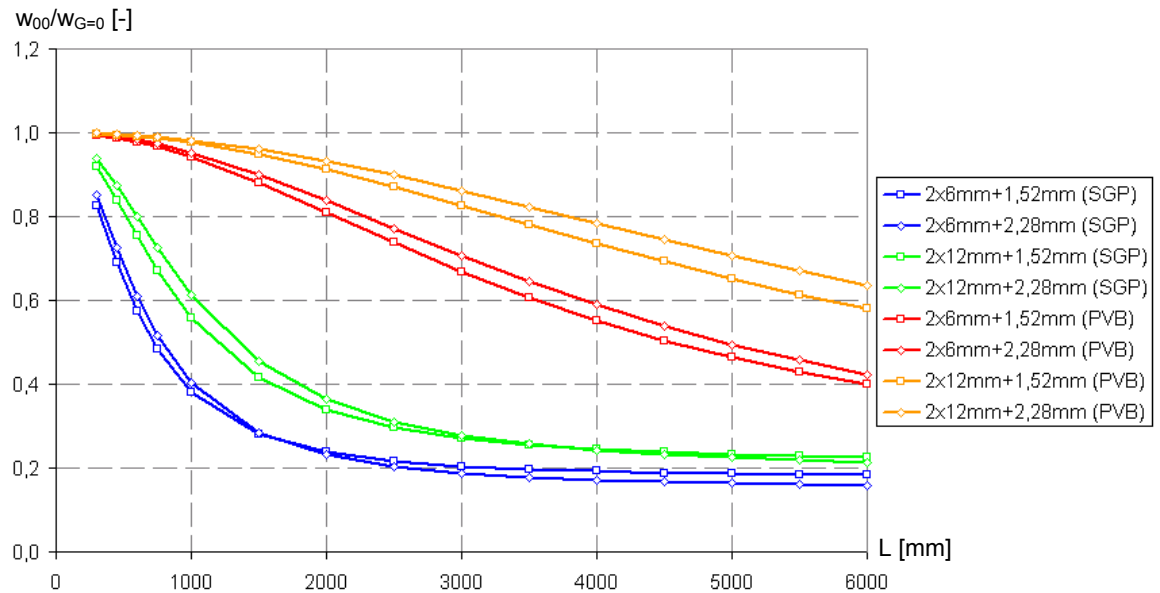


Fig.3.10: $w_{00}/w_{G=0}$ in functie van overspanning, glasplaatdikte en tussenlaagdikte.

Voor SGP bedraagt de doorbuiging op lange termijn bij grote overspanningen slechts 20% van de doorbuiging indien de platen wrijvingsloos gestapeld zouden zijn. Dit duidt erop dat de huidige rekennormen, die een bijdrage van de tussenlaag verwaarlozen, heel conservatief zijn. Opmerkelijk is ook dat een verdikking van de tussenlaag voor grote overspanning een gunstig resultaat kan leveren.

Voor PVB streeft de verhouding naar ongeveer 40% voor glasplaten van 6mm en 60% voor glasplaten van 12mm. Opnieuw geeft een verdikking van de glasplaten aanleiding tot een grotere verhouding, maar kleinere absolute extra doorbuiging. Een vergroting van de tussenlaagdikte zorgt eveneens voor een grotere verhouding en tevens een grotere absolute extra doorbuiging. De invloed van de tussenlaagdikte is meer uitgesproken dan bij SGP.

In figuur 3.11 is de verhouding van de spanning σ_{00} op lange termijn bij onvolledige koppeling ($G = 2\text{N/mm}^2$ voor SGP, $G = 0,05\text{N/mm}^2$ voor PVB) tot de spanning $\sigma_{G=0}$ bij verwaarlozing van de koppeling weergegeven.

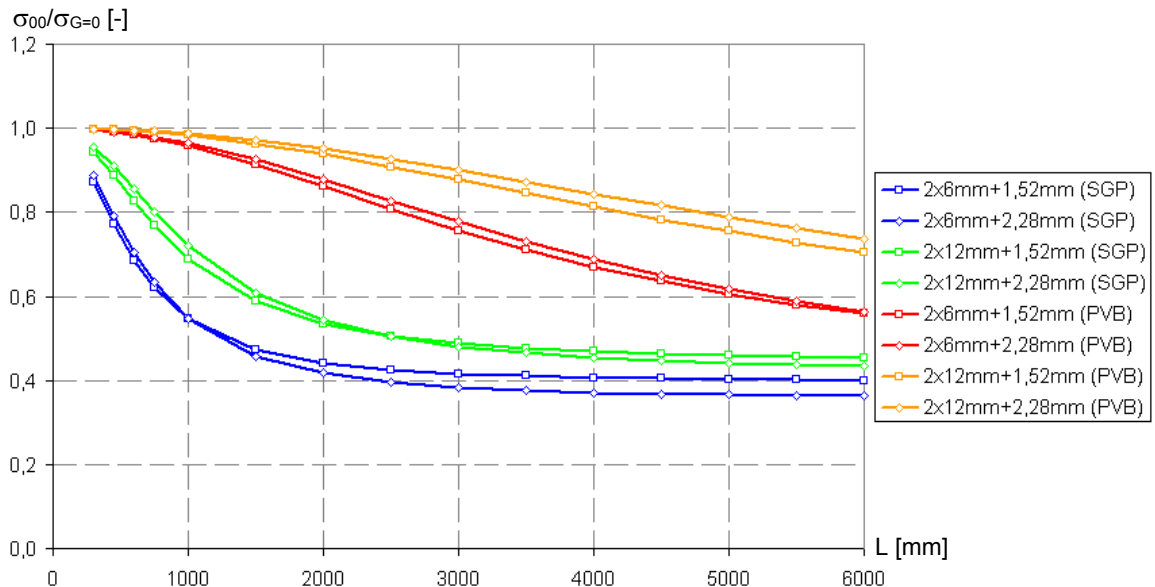


Fig.3.11: $\sigma_{00}/\sigma_{G=0}$ in functie van overspanning, glasplaatdikte en tussenlaagdikte.

Voor SGP streeft de spanningsverhouding naar ongeveer 40%. Opnieuw wordt opgemerkt dat de huidige rekennormen, die enige bijdrage van de tussenlaag verwaarlozen, heel conservatief zijn. Dikkere glasplaten geven aanleiding tot een grotere verhouding, maar natuurlijk kleinere absolute extra spanning. Andermaal levert een verdikking van de tussenlaag een gunstig effect voor grote overspanningen.

Voor PVB streeft de verhouding naar ongeveer 55% voor glasplaten van 6mm en 70% voor glasplaten van 12mm. Nogmaals geeft een verdikking van de glasplaten aanleiding tot een grotere verhouding, maar natuurlijk kleinere absolute extra spanning. Een verhoging van de tussenlaagdikte leidt tot een verhoging van de spanningsverhouding.

3.3. Besluit

Het verschil in de waarde van de glijdingsmodulus op lange termijn voor PVB ($G_{00} = 0,05\text{N/mm}^2$) en SGP ($G_{00} = 2\text{N/mm}^2$) lijkt in absolute cijfers misschien niet zo groot, maar het effect op de doorbuiging en spanningen bij buiging om de zwakke as is zeer groot.

De bijdrage van een tussenlaag van SGP tot het draagvermogen van een gelamineerde ligger op lange termijn belast om de zwakke as is dan ook veel groter dan de bijdrage van een tussenlaag van PVB.

De materiaalbesparing die bekomen kan worden indien rekening gehouden wordt met de bijdrage van de tussenlaag, is niet alleen afhankelijk van het type tussenlaag maar ook van de geometrie van de ligger. De afmetingen van de glasplaten, de glasdikten en de dikte van de tussenlaag spelen een rol. De mogelijke materiaalbesparing is afhankelijk van geval tot geval. De grafieken in deze paragraaf 3 zijn dan ook enkel een eerste aanduiding van de mogelijkheden.

Daarnaast moet er opgemerkt worden dat, op basis van deze theoretische afleidingen, de huidige rekennormen, die in de eerste plaats ontwikkeld werden voor PVB, zeer conservatief zijn, zeker indien ze worden toegepast voor 'nieuwere' tussenlagen zoals SGP. Het in rekening brengen van de bijdrage van een tussenlaag met zeer lage glijdingsmodulus ($G = 0,05\text{N/mm}^2$) bij buiging om de zwakke as kan tot een niet verwaarloosbare materiaalbesparing leiden.

4. Theoretische studie van het kipgedrag

4.1. Eerste-orde-theorie

De benadering van de eerste orde van het kipprobleem gaat uit van een ligger zonder vormfouten, met een perfect centriscche belasting en homogene randvoorwaarden. Wanneer het evenwicht kritiek is, kan er zich een vertakking van het evenwicht voordoen. Het postkritieke gedrag van de ligger is onverschillig, wat fysisch betekent dat wel de richting van de beweging vastligt, maar niet de zin. De verplaatsingen van een dergelijke ligger kunnen theoretisch oneindig groot worden terwijl de belasting constant blijft.

Het belastingsgeval wordt bestudeerd waarbij een geconcentreerde puntkracht op de bovenrand en in het midden van de overspanning van een in gaffels gevatte gelamineerde ligger aangrijpt. Dit is het meest ongunstige belastingsgeval met betrekking tot de stabiliteit van de ligger. Diverse auteurs hebben voor dit belastingsgeval een theoretische uitdrukking opgesteld. Er wordt gebruik gemaakt van volgende uitdrukking van Timoshenko en Gere¹:

$$F_{cr} = 16,94 \cdot \frac{\sqrt{EI_y \cdot GI_t}}{L^2} \quad (3.17)$$

Om rekening te houden met de positie z_g van de belasting boven ($z_g > 0$) of onder ($z_g < 0$) het zwaartepunt van de dwarsdoorsnede, passen genoemde auteurs de uitdrukking (3.16) aan tot:

$$F_{cr} = 16,94 \cdot \frac{\sqrt{EI_y \cdot GI_t}}{L^2} \cdot \left(1 - \frac{1,74 \cdot z_g}{L} \cdot \sqrt{\frac{EI_y}{GI_t}} \right) \quad (3.18)$$

¹ Timoshenko, Stephen P. & Gere, James M., Theory of elastic stability, Second edition, McGraw-Hill Book Company, 1961, p.269.

Deze uitdrukking is het kleinst wanneer de belasting aangrijpt op de bovenrand ($z_g = h/2$) wat in de praktijk bijna altijd het geval is. Soortgelijke uitdrukkingen zijn terug te vinden in de Australische standaard en de Eurocodes. Roelandt¹ toonde aan dat de resultaten van de verschillende uitdrukkingen een zekere spreiding vertonen. Aangezien het hier niet de bedoeling is de exacte waarde van de kiplast te bepalen, maar eerder de invloed van de glijdingsmodulus op de kiplast te achterhalen, stelt de auteur zich tevreden met uitdrukking (3.18).

De formule (3.18) is in principe van toepassing op liggers met een homogeen elastische doorsnede. Belis et. al. [19] hebben echter aangetoond dat deze theoretische uitdrukking onder bepaalde voorwaarden ook bruikbaar is voor het bepalen van de kiplast van gelamineerde liggers. Om de kiplast te bepalen is echter de kennis vereist van de buig- en wringstijfheid van de samengestelde doorsnede.

De equivalente buigstijfheid kan berekend worden met behulp van de theorie van Wölfel (cfr. paragraaf 3.1) en wordt weergegeven in uitdrukking (3.19) waarin B_D de som van de buigstijfheden van de afzonderlijke glasplaten voorstelt en $\overline{B_S}$ de bijdrage van de tussenlaag tot de buigstijfheid in rekening brengt:

$$(EI_y)_{lam} = B_D + \overline{B_S} \quad (3.19)$$

De equivalente wringstijfheid van een laminaatsamenstelling kan bepaald worden met de berekeningswijze voorgesteld door Scarpino, Kasper en Sedlacek [20] waarbij het effect van de tussenlaag in rekening wordt gebracht door een vermeerderingsfactor f waarmee de wringstijfheid van de wrijvingsloos gestapelde platen wordt vermenigvuldigd.

$$(GI_t)_{lam} = (GI_t)_{los} \cdot f \quad (3.20)$$

In bovenstaande uitdrukking is $(GI_t)_{los}$ de wringstijfheid van de wrijvingsloos gestapelde glasplaten die gegeven wordt door de som van de wringstijfheden van de afzonderlijke glasplaten. De vermeerderingsfactor voor een laminaatsamenstelling met twee glasplaten kan worden berekend met behulp van onderstaande uitdrukking:

$$f = \frac{6.t_1^3.t_t + \frac{G_t}{G_{glas}}.h^2.(4.t_1^2 + 6.t_1.t_t + 3.t_t^2)}{t_1^2.\left(6.t_1.t_t + \frac{G_t}{G_{glas}}.h^2\right)} \quad (3.21)$$

Voor een uitgebreide uiteenzetting omtrent de toepasbaarheid van monolithische kipformules om de kiplast van gelamineerde liggers te bepalen met behulp van equivalente stijfheden, wordt verwezen naar Belis².

¹ M. ROELANDT, Kipstabiliteit van glazen liggers, Laboratorium voor Modelonderzoek, Universiteit Gent, 2000, p.35-40

² J. BELIS, Kipsterkte van monolithische en gelamineerde glazen liggers, Universiteit Gent, 2005, p.5.15-5.25.

4.2. Vergelijking tussen PVB en SGP

Met de betrekkingen die werden opgesteld in paragraaf 4.1 en het verloop van de glijdingsmodulus in de tijd uit paragraaf 2 is het mogelijk een voorspelling te maken van de theoretische kiplast van een ideale ligger.

Om het verschil tussen PVB en SGP te onderzoeken, wordt de kiplast voor de ter beschikking zijnde proefstukken berekend. Deze bestaan uit twee platen van gehard glas met een dikte van 6mm gescheiden door een folie van SentryGlassPlus van ongeveer 1,52mm dik. De resultaten van deze theoretische berekening zijn samengevoegd in figuur 3.12 die het verloop van de kiplast in de tijd voor zowel PVB als SGP weergeeft. De berekeningen werden over hetzelfde tijdsdomein uitgevoerd als de relaxatiecurven voorgesteld in paragraaf 2 zodat het gedrag over de hele levensduur van de ligger wordt weergegeven.

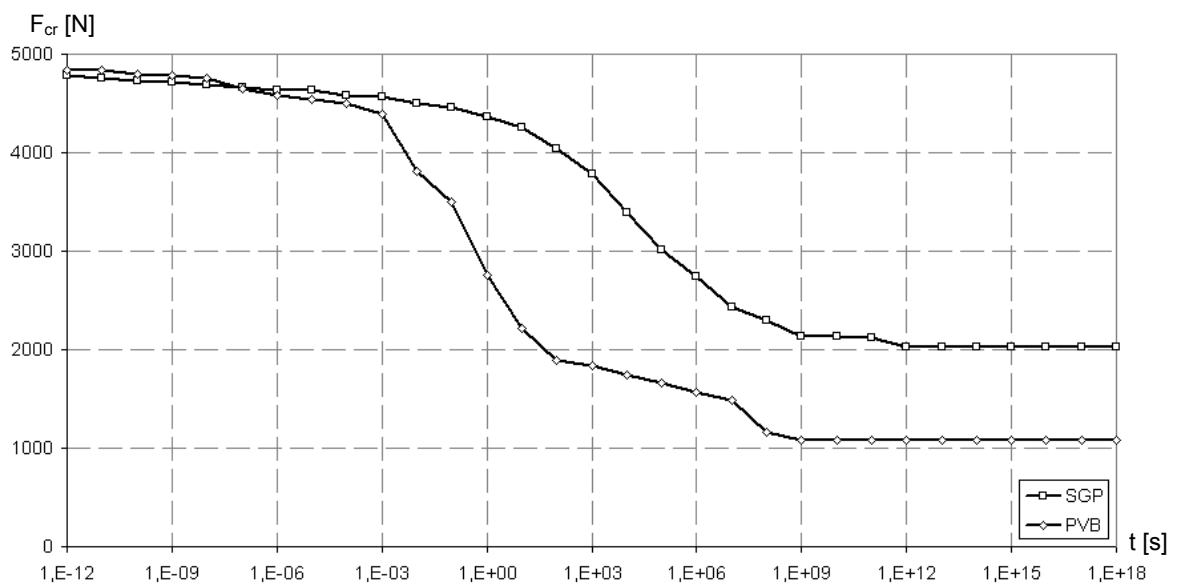


Fig.3.12: Kiplast in functie van de tijd (logaritmisch diagram).

Opvallend is dat het verloop van de kiplast veel meer gelijkenissen vertoont met de relaxatiecurven dan het verloop van de doorbuiging zoals beschreven in paragraaf 3.2. Zelfs voor liggers met een tussenlaag van SGP is de waarde van de kiplast nu sterk afhankelijk van de belastingsduur en dus ook van de temperatuur. De kiplast bij SGP neemt minder snel af dan bij PVB en bereikt een hogere ondergrens. Bij deze belastingswijze is het minder interessant de kiplast in functie van de glijdingsmodulus uit te zetten.

Voor SGP is de kiplast op zeer lange termijn ($G = 2\text{N/mm}^2$) 58% kleiner dan deze op zeer korte termijn ($G = 375\text{N/mm}^2$). De kiplast van ligger met onvolledige koppeling ($G = 2\text{N/mm}^2$) is 124% groter dan deze zonder enige koppeling ($G = 0\text{N/mm}^2$).

Voor PVB is de kiplast op zeer lange termijn ($G = 0,05\text{N/mm}^2$) 77% kleiner dan deze op zeer korte termijn ($G = 471\text{N/mm}^2$). De kiplast van ligger met onvolledige koppeling ($G = 0,05\text{N/mm}^2$) is slechts 21% groter dan deze zonder enige koppeling ($G = 0\text{N/mm}^2$).

De bovenstaande verhoudingen zijn natuurlijk afhankelijk van de geometrie van de proefstukken. In figuur 3.13 wordt zowel voor PVB als SGP de verhouding van de kiplast $F_{cr,00}$ op lange termijn tot de initiële kiplast $F_{cr,0}$ weergegeven in functie van de overspanning, de individuele glasplaatdikte en de dikte van de tussenlaag. De breedte is steeds gelijk aan 150mm.

Voor SGP blijkt de verhouding te streven naar 0,5 voor een plaatdikte van 12mm en 0,45 voor een plaatdikte van 6mm. De kiplast op lange termijn voor grote overspanningen bedraagt dan ook slechts de helft van de kiplast op korte termijn. Een vergroting van de individuele glasplaatdikte of een verkleining tussenlaagdikte geeft aanleiding tot een grotere verhouding en minder sterke afname van de kiplast in de tijd. Het is dus voordelig om met een zo dun mogelijke tussenlaag te werken. SGP-folies hebben echter tot op vandaag een minimale dikte van 1,52mm.

Voor PVB blijkt de verhouding te streven naar 0,3 voor een plaatdikte van 12mm en 0,25 voor een plaatdikte van 6mm. De kiplast op lange termijn voor grote overspanningen bedraagt dan ook slechts een vierde tot een derde van de kiplast op korte termijn. Een vergroting van de individuele glasplaatdikte of een verkleining van de tussenlaagdikte geeft aanleiding tot een grotere verhouding en dus minder sterke afname van de kiplast in de tijd. Hierbij dient nog opgemerkt te worden dat in de berekeningen gewerkt werd met een minimale tussenlaagdikte van 1,52mm om goede vergelijkingen te kunnen trekken met de resultaten van SGP. In praktijk zijn PVB-folies beschikbaar met een minimale dikte van 0,38mm wat gunstiger resultaten oplevert.

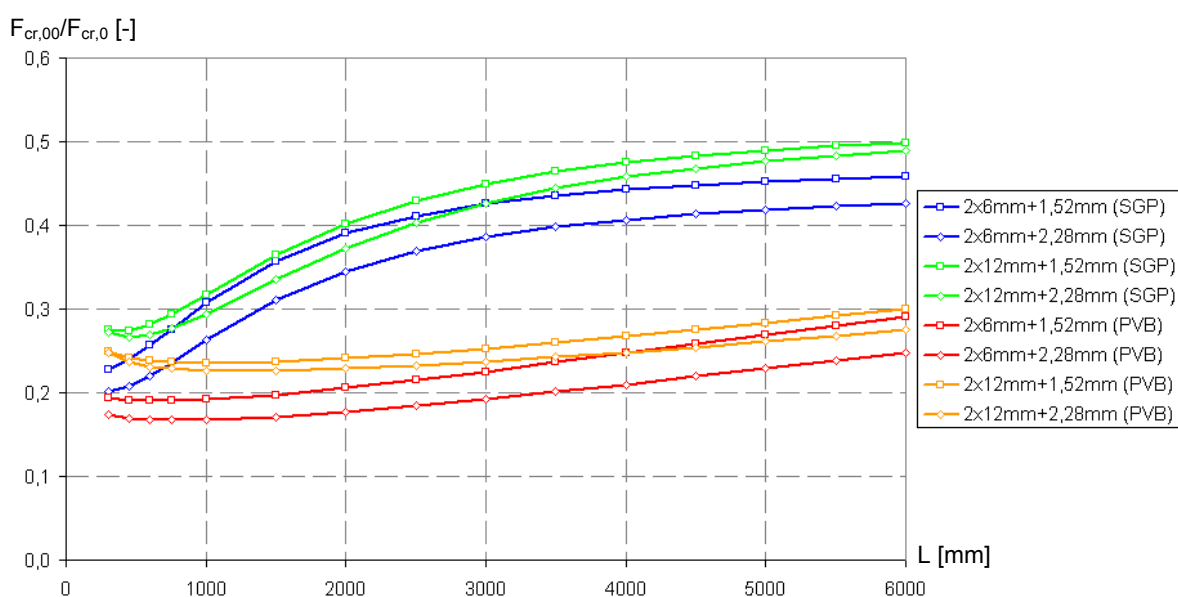


Fig.3.13: $F_{cr,00}/F_{cr,0}$ in functie van de overspanning, glasplaatdikte en tussenlaagdikte.

In figuur 3.14 (cfr. infra) is de verhouding van de kiplast $F_{cr,00}$ op lange termijn bij onvolledige koppeling ($G = 2N/mm^2$ voor SGP, $G = 0,05N/mm^2$ voor PVB) tot de kiplast $F_{cr,G=0}$ bij verwaarlozing van de koppeling ($G = 0N/mm^2$) weergegeven in functie van de overspanning, de individuele glasplaatdikte en de tussenlaagdikte.

Voor SGP streeft de verhouding naar een waarde groter dan 2 zodat de kiplast op lange termijn meer dan dubbel zo groot is als de kiplast bij een berekening waarbij men de bijdrage van de tussenlaag verwaarloost. De winst wordt kleiner wanneer de individuele glasplaatdikte vergroot en de verdikking van de tussenlaag kan een gunstig effect hebben voor grote overspanningen. Voor PVB streeft de verhouding naar een veel kleinere waarde en is de winst dan ook eerder beperkt.

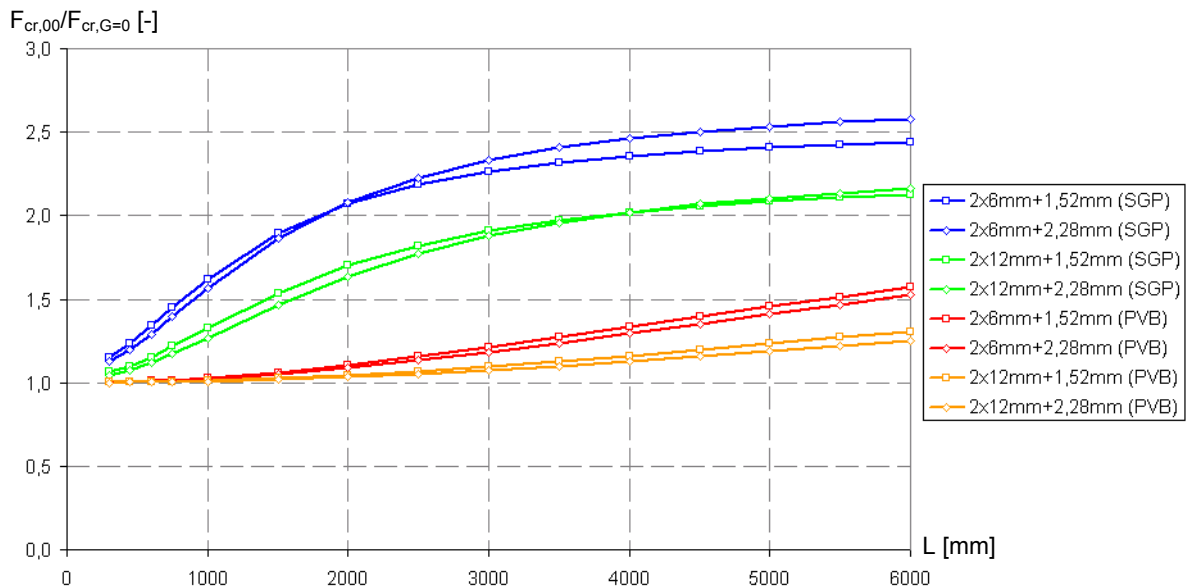


Fig.3.14: $F_{cr,00}/F_{cr,G=0}$ in functie van de overspanning, glasplaatdikte en tussenlaagdikte.

4.3. Besluit

De tijds- en temperatuursafhankelijkheid van de eigenschappen van de tussenlaag komen sterk tot uiting in de kiplast van een geïdealiseerde ligger. Toch blijft SGP opvallend beter presteren dan PVB omdat de glijdingsmodulus minder snel afneemt in de tijd en tevens een hogere drempelwaarde bereikt.

De materiaalbesparing die bekomen kan worden indien rekening gehouden wordt met de bijdrage van de tussenlaag, is niet alleen afhankelijk van het type tussenlaag maar ook van de geometrie van de ligger. De afmetingen van de glasplaten, de glasdikten en de dikte van de tussenlaag spelen een rol. De mogelijke materiaalbesparing is afhankelijk van geval tot geval. De grafieken in deze paragraaf 4 zijn dan ook enkel een eerste aanduiding van de mogelijkheden.

Daarnaast moet er opgemerkt worden dat de huidige rekennormen, die ontwikkeld werden voor buigproblemen voor platen met een PVB-folie, zeer conservatief zijn als het om een toepassing van SGP gaat. Voor toepassingen met PVB is de winst die kan geboekt worden beperkter.

5. Opmerking

De doorbuiging om de zwakke as bij liggers met een tussenlaag van SGP neemt weinig toe in de tijd of bij hogere temperatuur. Bij het kippen daarentegen komt het tijds- en temperatuursafhankelijk gedrag veel sterker tot uiting. Dit is een zeer opvallende bevinding die een nader onderzoek verdient.

Vooreerst moet opgemerkt worden dat de buiging om de zwakke as en het kippen van gelamineerde liggers twee verschillende mechanische gedragingen zijn. Bij buiging vindt een verplaatsing plaats in de richting van en evenredig met de opgelegde kracht. Daarenboven is de doorbuiging omgekeerd evenredig met de buigstijfheid van de ligger. Bij kippen blijft de verplaatsing klein zolang de belasting een bepaalde grenswaarde niet bereikt. Bij die grenswaarde treedt vertakking van het evenwicht op, waarbij de zijdelingse verplaatsing theoretisch oneindig veel kan toenemen. Bovendien treedt die verplaatsing niet op in de richting van de last en is de kritieke last groter als de stijfheid van de ligger groter wordt. Het belangrijkste verschil echter is dat er een verdraaiing van de doorsnede tussen de steunpunten optreedt waardoor, naast de buigstijfheid, ook de torsiestijfheid van de ligger wordt aangesproken.

In paragraaf 3.1 en paragraaf 4.1 werden een equivalente buigstijfheid en wringstijfheid gedefinieerd, respectievelijk naar de theorieën van Wölfel en Scarpino et. al. In figuur 3.15 worden deze equivalente stijfheden voor de ter beschikking zijnde proefstukken met een breedte van 150mm weergegeven voor zowel proefstukken met een tussenlaag van PVB als met een tussenlaag van SGP. De exacte waarden zijn terug te vinden in bijlage C.

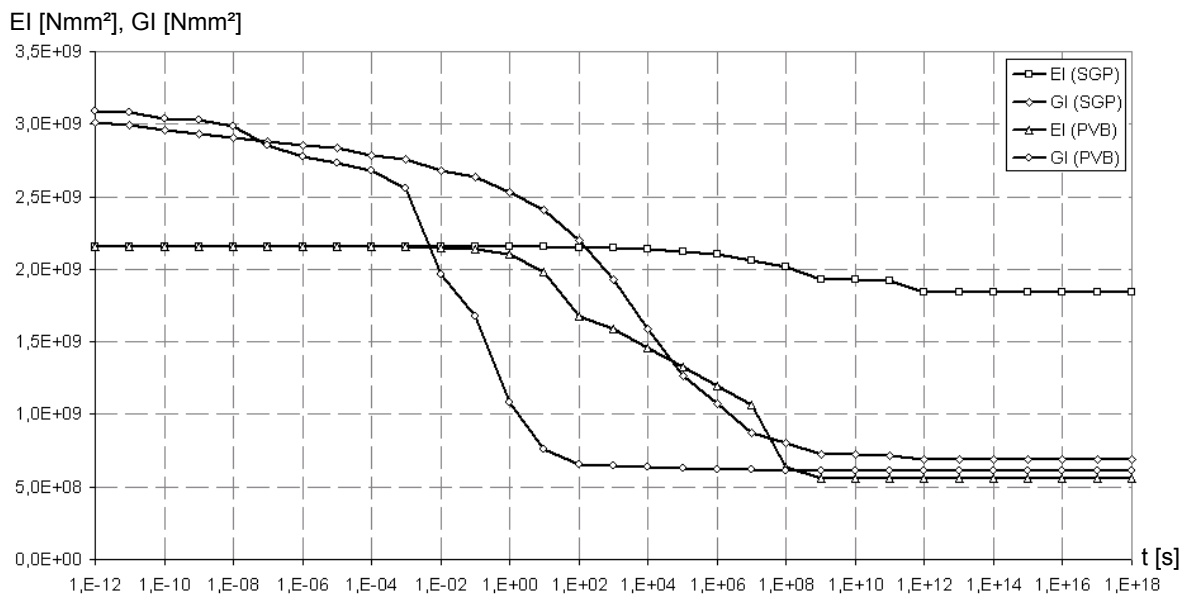


Fig. 3.15: Het verloop in de tijd van de equivalente buig- en wringstijfheid (logaritmisch diagram).

De equivalente buigstijfheid blijkt weinig afhankelijk te zijn van de waarde van de glijdingsmodulus voor SGP-folies. Voor het beschouwde voorbeeld met een SGP-folie is de uiteindelijke buigstijfheid slechts 15% kleiner dan de oorspronkelijke, waardoor de uiteindelijk doorbuiging ongeveer 17% groter zal zijn. Voor de ligger met de PVB-folie bedraagt de uiteindelijk buigstijfheid slechts 26% van de oorspronkelijk buigstijfheid, zodat de uiteindelijk doorbuiging 285% groter is dan de oorspronkelijke doorbuiging. Beide waarden werden reeds vermeld in paragraaf 3.2.

De wringstijfheid blijkt echter voor zowel PVB als SGP sterk afhankelijk te zijn van de glijdingsmodulus, waarbij uiteindelijke wringstijfheid voor beide materialen maximaal 25% bedraagt van oorspronkelijke wringstijfheid voor het beschouwde voorbeeld. Verwijzend naar formule (3.17) is de invloed hiervan op de waarde van de kiplast moeilijker te achterhalen. Enerzijds neemt het product van de buig- en wringstijfheid af terwijl anderzijds de verhouding tussen de buig- en wringstijfheid groter wordt waardoor de term tussen haakjes verkleint en de uiteindelijk kiplast nog meer afneemt. De grote invloed van de glijdingsmodulus op de wringstijfheid, verklaart waarom de kiplast van liggers met een tussenlaag van SGP een grote tijds- en temperatuursafhankelijkheid vertonen.

6. Besluit

Gelamineerd glas bestaat uit minstens twee glasplaten die onderling aan elkaar verbonden worden door middel van een adhesieve tussenlaag. Tot op heden wordt voornamelijk gebruik gemaakt van een folie-vormige tussenlaag uit polyvinylbutyral (PVB). In het begin van de jaren '90 werd een nieuwe, ionoplastische tussenlaag ontwikkeld door de fabrikant DuPont onder de naam SentryGlas® (SG) en waarvan de eigenschappen verbeterd werden en gepromoot onder de naam SentryGlas® Plus (SGP).

In tegenstelling tot PVB is SGP veel sterker en stijver. Het ligt dan ook binnen de verwachtingen dat deze nieuwe tussenlaag zal kunnen bijdragen tot een verbetering van het mechanisch gedrag van gelamineerd glas. Bij een zeer korte belastingsduur vallen de relaxatiecurven van beide materialen nagenoeg samen en blijven ze min of meer constant. Daarna neemt de glijdingsmodulus van PVB sterk af om zich na een zeer lange belastingsduur te stabiliseren op een zogenaamde drempelwaarde ($G_{00} = 0,05\text{N/mm}^2$). De glijdingsmodulus van SGP neemt minder snel af en stabiliseert bovendien op een veel hogere ondergrens ($G_{00} = 2\text{N/mm}^2$).

Het verschil in de waarde van de glijdingsmodulus op lange termijn voor PVB ($G_{00} = 0,05\text{N/mm}^2$) en SGP ($G_{00} = 2\text{N/mm}^2$) heeft een groot effect op de doorbuiging en spanningen bij buiging om de zwakke as. Opvallend is dat bij liggers met een tussenlaag van SGP het relaxatiegedrag veel beperkter is dan bij liggers met een tussenlaag van PVB.

De tijds- en temperatuursafhankelijkheid van de eigenschappen van de tussenlaag komen sterk tot uiting in de kiplast van een geïdealiseerde ligger. Dit is het gevolg van het feit dat de equivalente wringstijfheid, in tegenstelling tot de buigstijfheid, sterk afhankelijk blijft van de waarde van de glijdingsmodulus, zelfs als deze groter is dan 2N/mm^2 . Toch blijft SGP opvallend beter presteren dan PVB omdat de glijdingsmodulus minder snel afneemt in de tijd en tevens een hogere drempelwaarde bereikt.

De materiaalbesparing die bekomen kan worden indien rekening gehouden wordt met de bijdrage van de tussenlaag is afhankelijk van het belastingstype, de soort tussenlaag, de afmetingen van de glasplaten, de glasplaatdikte en de tussenlaagdikte. De mogelijke materiaalbesparing, of met andere woorden de bijdrage van de tussenlaag tot het draagvermogen, is afhankelijk van geval tot geval.

Ten slotte kan opgemerkt worden dat de huidige rekennormen, die enige bijdrage van de tussenlaag verwaarlozen, zeer conservatief zijn voor toepassingen met een tussenlaag van SGP. In sommige gevallen is zelf voor toepassingen met een tussenlaag van PVB een niet te verwaarlozen materiaalbesparing mogelijk. In dit hoofdstuk werden grafieken opgesteld die een eerste indicatie geven van de mogelijkheden.

HOOFDSTUK 4

ONTWERP VAN DE VERWARMINGSINSTALLATIE

1. Inleiding

Om de relaxatie- en kruipeffecten van liggers met een tussenlaag van SGP experimenteel te onderzoeken bij hoge temperatuur, is er nood aan een verwarmingsinstallatie. Er zijn verschillende manieren om de proefstukken op de gewenste temperatuur te brengen.

De meest voor de hand liggende oplossing was een geconditioneerde kamer waarin zowel warmte als luchtvochtigheid konden gecontroleerd worden. Vanwege de omvang van de kipopstelling was dit binnen het kader van dit werk niet mogelijk. Een andere oplossing bestond erin de proefstukken te omwikkelen met een soort ‘elektrisch deken’. Hierdoor ontstond echter een onzekerheid over de bewegingsvrijheid van de proefstukken zodat deze oplossing niet weerhouden werd. Uiteindelijk werd ervoor gekozen, gebruik te maken van infraroodstralers die van op een afstand, door middel van elektromagnetische straling, de proefstukken opwarmden, zonder dat rechtstreeks contact noodzakelijk was.

In dit hoofdstuk komen de verschillende aspecten van het ontwerp van de verwarmingsinstallatie aan bod. Eerst wordt er een theoretische schatting gemaakt van het benodigde vermogen van de verwarmingselementen om de proefstukken binnen de gewenste tijd, maximaal 1 uur, tot een bepaalde temperatuur, 55°C^1 , te verwarmen. Daartoe is het nodig om eerst alle verschillende warmtetransportmechanismen te onderscheiden en een warmtebalans op te stellen. Na het theoretisch ontwerp volgt de praktische uitwerking. Er wordt een vergelijking gemaakt van de twee groepen infraroodstralers die in het kader van dit werk werden bestudeerd. Enerzijds de eerder kleine stralers van het merk *Philips* met een hoog vermogen, maar ook hoge werkingstemperatuur. Anderzijds de langwerpige stralers van het merk *Frico*, met een eerder lage werkingstemperatuur. Vervolgens wordt het effect van de eenzijdige verwarming op het temperatuursverloop in de doorsnede onderzocht. In een laatste paragraaf worden enkele praktische problemen aangehaald die werden vastgesteld bij de ingebruikname van de verwarmingselementen.

De theoretische achtergrond die de basis vormt van het ontwerp, is voornamelijk afkomstig van Janssens [22] en Welty et. al. [23]. Voor een uitgebreide beschrijving van de verschillende warmtetransportmechanismen, het opstellen van warmtebalansen en temperatuursverlopen doorheen geïsoleerde media wordt verwezen naar bovengenoemde auteurs.

¹ Voor dit onderzoek is een zo hoog mogelijke temperatuur, maar lager dan de dissociatietemperatuur van de tussenlaag, gewenst omdat die de grootste reductie van de glijdingsmodulus oplevert.

2. Theoretische bepaling van de benodigde warmtestroom

2.1. Inleiding

In deze paragraaf komen eerst de drie algemene types warmtetransportmechanismen aan bod: conductie, convectie en warmtestraling. Elk van deze drie mechanismen komt tussen bij de te ontwerpen verwarmingsinstallatie.

2.1. Conductie

Energietransport door conductie kan op twee manieren tot stand komen. Het eerste mechanisme is een gevolg van de moleculaire interactie in het materiaal. De grotere beweging van een molecuul op een hoger energieniveau geeft energie af aan omliggende moleculen met lagere energieniveaus. Dit mechanisme van energietransport komt in alle systemen voor waarin een temperatuurverschil bestaat tussen de moleculen van een vaste stof, een vloeistof of een gas. Het tweede mechanisme is enkel van toepassing bij metalen en berust op de beweging van de vrije elektronen. Energietransport door conductie is hoofdzakelijk een moleculair fenomeen en kan beschreven worden volgens de wet van Fourier die de evenredigheid tussen warmteflux en temperatuursgradiënt uitdrukt:

$$\frac{Q_x}{A} = -k \cdot \frac{dT}{dx} \quad (4.1)$$

In bovenstaande formule (4.1) is Q_x de warmtestroom in de x-richting [W], A de oppervlakte haaks op de richting van de warmtestroom [m^2], dT/dx de temperatuursgradiënt in de x-richting [K/m] en k de thermische geleidbaarheid [W/(m.K)]. De verhouding Q_x/A met dimensies [W/ m^2] wordt ook de warmteflux q genoemd.

2.2. Convectie

Warmtetransport door convectie komt tot stand door de uitwisseling van energie tussen een oppervlak en een aangrenzend fluïdum. Er moet een onderscheid gemaakt worden tussen gedwongen convectie, waarbij een fluïdum gedwongen wordt langs een oppervlak te vloeien ten gevolge van een externe bron, en vrije of natuurlijke convectie, waarbij een warme of koude vloeistof naast een oppervlak circulatie veroorzaakt ten gevolge van verschillen in dichtheid door de temperatuurverschillen in de vloeistof. Warmtetransport ten gevolge van convectie is hoofdzakelijk een gevolg van een macroscopische beweging van moleculen en kan beschreven worden met behulp van de wet van Newton die eigenlijk de definitie van de convectie-coëfficiënt h is, eerder dan een fysische wet:

$$\frac{Q}{A} = h \cdot \Delta T \quad (4.2)$$

In de uitdrukking (4.2) is Q de warmtestroom [W], A de oppervlakte haaks op de richting van de warmtestroom [m^2], ΔT het temperatuurverschil tussen het oppervlak en de vloeistof [K] en h de convectiecoëfficiënt [$\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$]. De waarde van de coëfficiënt h hangt af van de geometrie van het systeem, de vloeistofeigenschappen en de grootte van het temperatuurverschil. In werkelijkheid is de convectiecoëfficiënt op elke punt van het oppervlak verschillend. Voor praktische warmteverliesberekeningen is het gebruik van oppervlaktegemiddelde convectiecoëfficiënten gerechtvaardigd.

2.3. Straling

De warmteoverdracht door elektromagnetische golven verschilt van deze door conductie en convectie in het feit dat er geen medium vereist is voor de propagatie. De warmtetransfer is zelfs maximaal wanneer de twee oppervlakken waartussen energie wordt uitgewisseld, gescheiden worden door een perfect vacuüm. Een zwarte straler is een oppervlak met ideale stralingseigenschappen waarbij alle invallende stralingsenergie wordt geabsorbeerd. Tegelijk heeft de zwarte straler de grootste emittantie van allestralers, waarbij de totaal uitgestraalde energie enkel afhangt van de temperatuur van het oppervlak. De snelheid van emissie van energie voor een perfecte straler of zwart oppervlak kan beschreven worden door de wet van Stefan-Boltzmann die de evenredigheid uitdrukt tussen de warmteflux en de vierde macht van de absolute temperatuur:

$$\frac{Q}{A} = \sigma \cdot T^4 \quad (4.3)$$

In bovenstaande uitdrukking (4.3) is Q de warmtestroom [W], A de oppervlakte van het stralend oppervlak [m^2], T de absolute temperatuur [K] en σ de Stefan-Boltzmann-constante [$\text{W}/(\text{m}^2\cdot\text{K}^4)$].

De emittantie van werkelijke oppervlakken is steeds kleiner dan de emittantie van een zwarte straler met dezelfde temperatuur. Er wordt aangenomen dat de proefstukken zich als een grijze straler gedragen, wat inhoudt dat de verhouding tussen de werkelijk uitgestraalde energie en de zwarte straler-energie voor alle uitgestraalde golflengtes dezelfde is. Deze constante verhouding noemt men de emissie-factor e .

$$q = e \cdot \sigma \cdot T^4 \quad (4.4)$$

2.4. Warmtebalans

De wet van behoud van energie in een gesloten systeem bestaat erin dat de som van de warmtestromen en arbeidsstromen gelijk is aan de verandering van de inwendige energie:

$$\Sigma Q + \Sigma W = \frac{dU}{dt} \quad (4.5)$$

Hierin stelt Q een warmtestroom [W] voor, W een arbeidsstroom [W] en U de inwendige energie [J] van het systeem. Aangezien er enkel warmtestromen beschouwd worden, kan deze vergelijking omgevormd worden tot onderstaande uitdrukking (4.6):

$$Q_{in} = Q_{uit} + \frac{\partial U}{\partial t} \quad (4.6)$$

Q_{in} is de warmtestroom dat het systeem van buitenaf opneemt en Q_{uit} is de warmtestroom die het systeem terug afgeeft aan de omgeving door middel van convectie en straling. De uitdrukking (4.6) kan ook op een andere manier neergeschreven worden:

$$q_{in} \cdot A = q_{uit} \cdot A + \frac{\partial u}{\partial t} \cdot A \quad (4.7)$$

Hierin stelt q een warmteflux voor en u is de totale inwendige energie per oppervlakte-eenheid. Het wegdelen van de oppervlakte A levert volgende uitdrukking:

$$q_{in} = 2 \cdot (h \cdot \Delta T + e \cdot \sigma \cdot T^4) + c \cdot m \cdot \frac{\Delta T}{\Delta t} \quad (4.8)$$

De eerste term in het rechterlid geeft het verlies van warmte ten gevolge van convectie weer waarbij ΔT het temperatuurverschil is tussen ligger en omgeving. De tweede term weerspiegelt het verlies aan energie door straling waarbij T de absolute temperatuur van het proefstuk is. Ten slotte stelt de derde term de opslag van warmte in de balk voor door toename van de inwendige energie waarbij ΔT de temperatuurstoename is van de ligger. Aangezien de ligger langs twee zijden warmte zal verliezen door convectie en straling worden de eerste twee termen in het rechter lid voorzien van een factor twee. Deze factor is niet aanwezig in het linker lid omdat de ligger slechts aan een zijde zal verwarmd worden.

2.5. Verdere uitwerking

Onderstaande berekening is aan de veilige kant omdat gedurende het hele opwarmproces de maximale verliezen in rekening worden gebracht.

$$\begin{aligned} q_{in} &= 2 \cdot 6 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}} \cdot 30 \text{K} + 2 \cdot 0,94 \cdot 5,676 \times 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4} \cdot 323 \text{K}^4 + 720 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \cdot 60 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2} \frac{30 \text{K}}{3600 \text{s}} \\ &\Leftrightarrow q_{in} = 360 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} + 1161 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} + 360 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \\ &\Leftrightarrow q_{in} = 1881 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \end{aligned} \quad (4.9)$$

De waarden van de coëfficiënten die tussenkomen in deze berekening zijn samengevat in tabel 4.1 (cfr. infra).

coëfficiënt	waarde	eenheid	omschrijving
convectiecoëfficiënt h	6	W/m ² .K	verticale wand met hoge ΔT ¹
emissiefactor e	0,94	-	eigenschap van glas ²
Stefan Boltzmann constante σ	5,676x10 ⁻⁸	W/m ² .K ⁴	universele constante
warmtecapaciteit c	720	J/kg.K	eigenschap van glas ³
eenheidsmassa m	75	kg/m ²	proefstuk van 2x12mm glasdikte
temperatuursverschil ΔT	30	K	van 25°C naar 55°C
verwarmingstijd Δt	3600	s	opwarmen in 1 uur tijd

Tabel 4.1.: Waarden van de coëfficiënten die tussenkomen in de warmtebalans

Uitdrukking (4.9) geeft de benodigde warmteflux per eenheidsoppervlakte van het proefstuk, die noodzakelijk is om de temperatuur 30 graden te laten stijgen in 1 uur tijd. In werkelijkheid wordt niet alle warmte, uitgestraald door de verwarmingselementen, geabsorbeerd door de ligger. Een deel van de warmte wordt gereflecteerd (reflectie), een deel gaat door de ligger (transmissie) en ten slotte wordt ook een deel geabsorbeerd (absorptie). Op basis van paragraaf 3.2 zal besloten worden dat de absorptiecoëfficiënt van glas voor warmte met middellange golven ongeveer 0,75 bedraagt. Ten slotte wordt nog rekening gehouden met het feit dat de proefopstelling de proefstukken waarschijnlijk deels zal afschermen van omgevingsstraling:

$$q_{\text{installatie}} = \frac{1881 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} - 0,94 \cdot 5,676 \times 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4} \cdot 293 \text{K}^4}{0,75}$$

$$\Leftrightarrow q_{\text{installatie}} = 1984 \frac{\text{W}}{\text{m}^2} \quad (4.10)$$

De maximale, frontale oppervlakte van de proefstukken bedraagt 0,60m², zodat het benodigde vermogen ongeveer 1200W bedraagt. Hierbij dient opgemerkt te worden dat de berekening van dit vermogen veronderstelt dat alle straling van de stralers op de proefstukken valt, wat natuurlijk niet het geval is. Aangezien het niet makkelijk is een schatting te maken van hoeveel straling verloren zal gaan, is het beter zich te baseren op uitdrukking (4.10) die de warmteflux weergeeft die het proefstuk per eenheidsoppervlakte dient te bereiken.

Ten slotte wordt er nog even onderzocht hoe snel een proefstuk met een homogene temperatuur van 50°C twee graden afkoelt in een omgeving van nagenoeg 20°C. Er wordt opnieuw vertrokken van het behoud van energie:

$$Q_{\text{in}} - Q_{\text{uit}} = \frac{\partial U}{\partial t}$$

¹ Deze coëfficiënt werd vastgelegd in samenspraak met prof. dr. ir.-arch. A. JANSSENS van de faculteit ingenieurswetenschappen aan de Universiteit Gent.

² A. JANSSENS, o.c., p.39.

³ J.R. Welty, C.E. Wicks, R.E. Wilson et al, Fundamentals of Momentum, Heat and Mass Transfer, Fourth Edition, Oregon State University, New York, Maart 2000, p.724

$$\Leftrightarrow 2.6 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}} \cdot 30\text{K} + 2.0,94 \cdot 5,676 \times 10^{-8} \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \text{K}^4} \cdot (323\text{K}^4 - 293\text{K}^4) = 720 \frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}} \cdot 60 \frac{\text{kg}}{\text{m}^2} \frac{2\text{K}}{t}$$

$$\Leftrightarrow t = \frac{86400\text{J}}{735\text{W}} \approx 118\text{s} \quad (4.11)$$

Hieruit blijkt dat deze tijdsspanne te kort is om een degelijke buig- of kipproef uit te voeren. Het zal dus niet mogelijk zijn om de verwarmingselementen, na het bereiken van de gewenste temperatuur, uit te schakelen. Het is noodzakelijk dat het ingaand vermogen van de verwarmingsinstallatie kan bijgesteld worden om de gewenste temperatuur voldoende lang te behouden.

2.7. Nut van een eindige-elementenmodel

De bovenstaande berekeningen gaan uit van de uiteindelijke, stationaire toestand zodat er geen inzicht verworven is in het verloop van de temperatuursvariatie in het proefstuk in de tijd. Een numeriek model zou hiervoor een oplossing kunnen bieden, maar heeft ook enkele tekortkomingen. Er bestaat namelijk onzekerheid omtrent de exacte grootte van de warmteflux die op de proefstukken terecht komt en ook over de ‘correcte’ waarde van de coëfficiënten die de warmteverliezen in rekening brengen. Het is dan ook de vraag in welke mate de resultaten van een ‘nauwkeurig’ eindige-elementenmodel representatief en bruikbaar zijn. De bovenstaande, handmatige berekeningen lijken dan ook voldoende om een schatting van de grootteorde van het benodigde vermogen te bekomen.

3. Praktische uitwerking

3.1. Inleiding

Vooraleer over te gaan naar de vergelijking van de twee types infraroodstralers die voor dit werk bestudeerd werden, is het noodzakelijk nog twee praktische aspecten te bekijken. Enerzijds werd in de theoretische afleiding een vaste waarde aangenomen voor de absorptiecoëfficiënt van glas voor infraroodstraling. Zoals zal blijken uit paragraaf 3.2., moet deze aanname genuanceerd worden. Anderzijds waren in de technische fiches van de infraroodstralers geen grafieken of gegevens opgenomen die informatie gaven over de uitgestraalde warmteflux in functie van de afstand. Daarom wordt hieromtrent in paragraaf 3.3. een theoretische afleiding gemaakt.

3.2. Absorptiecoëfficiënt van glas voor infraroodstraling

De op een grijze straler invallende warmteflux wordt slechts gedeeltelijk geabsorbeerd. De verhouding tussen de geabsorbeerde warmteflux en de op een vlak invallende warmteflux is de absorptiefactor a .

De absorptiefactoren van grijze stralers worden verondersteld gelijk te zijn voor alle stralingsinvalshoeken. De waarde van de absorptiefactor is wel afhankelijk van het spectrum van de invallende straling. Voor praktische toepassingen maakt men onderscheid tussen kortgolvlige straling (bezonning) en langgolvlige straling (warmtestraling op omgevingstemperatuur). Voor helder glas is $a_{\text{short wave}} = 0,15$ ($\lambda = 0,50\mu\text{m}$) en $a_{\text{long wave}} = 0,94$ ($\lambda = 7,77\mu\text{m}$)¹. Het is echter niet zo dat de absorptiecoëfficiënt van glas lineair varieert tussen deze twee uiterste waarden aangezien glas een selectieve absorber is. Een selectieve absorber heeft een absorptiecoëfficiënt die niet gelijk is aan één voor alle energieën E . De energie E_g is een materiaalconstante en wordt de bandkloof of bandafstand genoemd.

$$a = \begin{cases} 0 & \text{voor } E < E_g \\ 1 & \text{voor } E > E_g \end{cases} \quad (4.12)$$

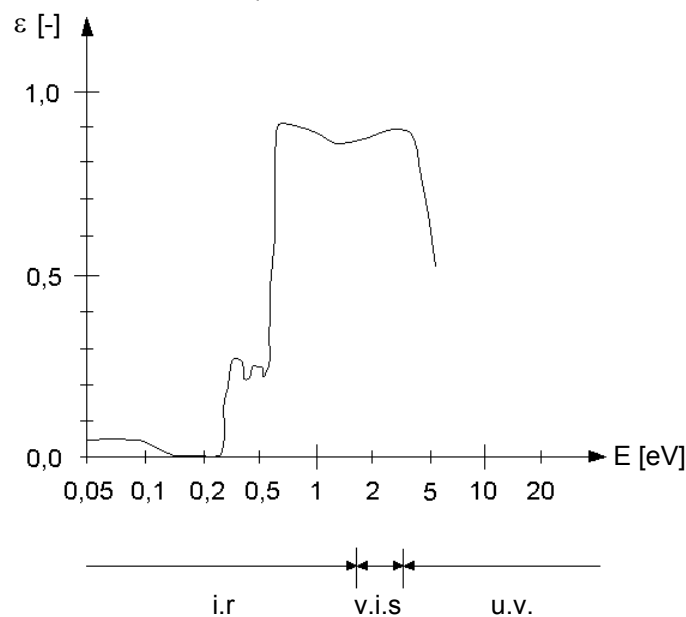


Fig. 4.1: Emissiviteit van een zwarte straler bedekt met glasplaat.
(i.r.: infrarood, vis.: zichtbaar licht, u.v.: ultraviolet)²

Deze eigenschap van glas is welbekend als het “serre-effect”. Zonlicht met korte golflengte wordt probleemloos doorgelaten door het glas en valt in op de planten in de serre. Deze absorberen de energie en stralen ze gedeeltelijk weer uit in de vorm van infraroodwarmte met lange golflengte, die niet wordt doorgelaten door het glas. Op deze manier blijft de warmte binnen de serre. Figuur 4.1 toont de emissiviteit van een zwart lichaam bedekt met een glasplaat. De emissiviteit voor de lange golflengten is nagenoeg nul, wat betekent dat al deze straling door het glas is opgenomen.

Niet enkel de totale energie uitgezonden door de straler is afhankelijk van de temperatuur van het oppervlak, maar ook het spectrum van deze golven is ervan afhankelijk.

¹ A. JANSSENS, o.c., p.39.

² A. DE VOS, Duurzame energie en rationeel energiegebruik, Faculteit Toegepaste Wetenschappen, Universiteit Gent, 2005, p.95-97.

Elk oppervlak straalt golven uit over het volledige golflengtedomein, maar de golflengte waarbij de uitgestraalde monochromatische energie maximaal is, neemt sterk af bij toenemende temperatuur. Deze karakteristieke golflengte is volledig bepaald door de temperatuur van het oppervlak en wordt beschreven door de verschuivingswet van Wien:

$$\lambda.T = 2989 \mu m K \quad (4.13)$$

Deze twee aspecten, de selectieve absorptie van glas en de verkorting van de golflengte bij stijgende temperatuur van het stralend object, hebben een enorm belang voor de keuze van het type infraroodstraler. De warmte ten gevolge van infraroodstraling kan in het elektromagnetisch spectrum gesitueerd worden tussen het zichtbare licht en de radiogolven. Het infraroodgebied zelf kan nog opgesplitst worden in drie deelgebieden zoals schematisch voorgesteld in figuur 4.2:

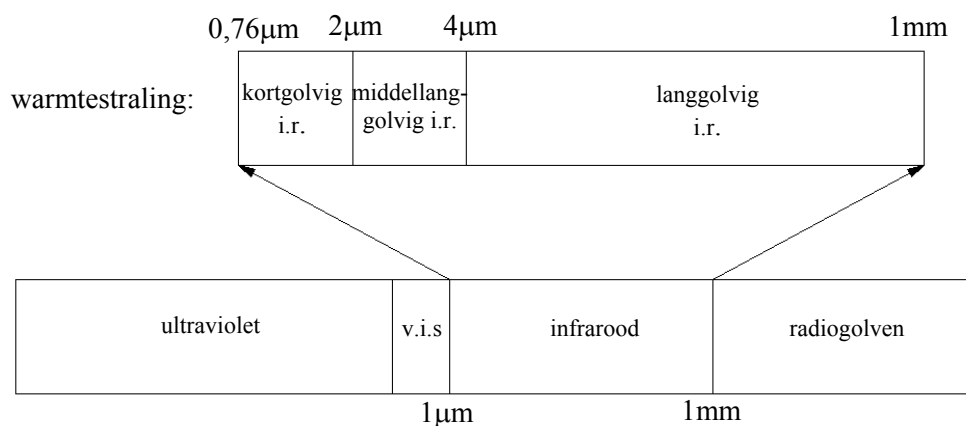


Fig. 4.2: Schematische voorstelling van een deel van het elektromagnetisch spectrum.

Vooruitlopend op paragraaf 3.4.2. wordt hier reeds vermeld dat de werkingstemperatuur van de stralers van de firma *Frico* ongeveer $750^{\circ}C$ bedraagt. Hierdoor verschuift het spectrum van de uitgezonden straling volgens de verschuivingswet van Wien in de richting van het zichtbare licht. Dit is ook praktisch vast te stellen aan de rode kleur van de stralers.

$$\lambda_M = \frac{2898 \mu m K}{1023,15 K} = 2,83 \mu m \quad (4.14)$$

Dit soort straling valt te klasseren als infraroodwarmte met middellange golflengte. De absorptiecoëfficiënt van glas kan geschat worden met behulp van figuur 4.1 (cfr. supra) aan de hand van onderstaande omrekening, waarin c de lichtsnelheid voorstelt, f en λ respectievelijk de frequentie en de golflengte van de straling en h de constante van Planck:

$$c = \lambda \cdot f \quad (4.15)$$

$$E = h \cdot f \quad (4.16)$$

waaruit

$$E = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad (4.17)$$

$$E = \frac{6,626 \cdot 10^{-34} \text{ J.s} \cdot 2,998 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1}}{2,83 \cdot 10^{-6} \text{ m}} \cdot \frac{1 \text{ eV}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}} = 0,44 \text{ eV} \quad (4.18)$$

coëfficiënt	waarde	eenheid	omschrijving
constante van Planck h	$6,626 \cdot 10^{-34}$	J.s	universele constante
lichtsnelheid c	$2,998 \cdot 10^8$	ms^{-1}	universele constante
golflengte λ	2,83	μm	gegeven
electronvolt eV	$1,6 \cdot 10^{-19}$	J	definitie van de electronvolt

Tabel 4.2.: Waarden van de coëfficiënten nodig bij bovenstaande omrekening

Hieruit blijkt dat infraroodwarmte met middellange golflengte zich op de drempel bevindt tussen de twee extreme waarden van de absorptiecoëfficiënt. De waarde van de absorptiecoëfficiënt wordt gelijk genomen aan 0,75.

3.3. Warmteflux in functie van de afstand

In de technische folders van de verschillende infraroodstralers waren geen gegevens of grafieken opgenomen betreffende de afname van de warmteflux met de afstand. Van de firma *Philips* werd echter volgende informatie verkregen, die de warmteflux in functie van de afstand weergeeft:

$$q_n = q_0 \cdot \left(\frac{d_0}{d_n} \right)^x \quad (4.19)$$

met

$$x = 1 \text{ voor } d < 0,4\text{m}$$

$$x = 1,4 \text{ voor } 0,4\text{m} < d < 1\text{m}$$

$$x = 2 \text{ voor } d > 1\text{m}$$

Bovenstaande formule is vermoedelijk afkomstig van volgende redenering. Indien een elementair oppervlakje van de straler een straling q_0 uitzendt en de totale oppervlakte van de straler A_0 is, dan is de totale uitgezonden straling $A_0 \cdot q_0$. Op een bepaalde afstand van de straler echter is die energie niet meer verdeeld over een oppervlakte A_0 maar over de veel grotere oppervlakte A_n .

Indien men zich dicht genoeg bij de buisvormige straler bevindt, dan is de 'uitwaaiering' van de straling in de lengterichting eerder beperkt en kan men veronderstellen dat de oppervlakte A_n opnieuw buisvormig is:

$$2 \cdot \pi \cdot r_0 \cdot h \cdot q_0 = 2 \cdot \pi \cdot r_n \cdot h \cdot q_n$$

$$\Leftrightarrow q_n = q_0 \cdot \left(\frac{r_0}{r_n} \right) \quad (4.19)$$

Indien men zich ver genoeg van de straler bevindt, dan lijkt deze zich eerder voor te doen als een puntvormige dan een korte buisvormige warmtebron. De uitwaaiering is hier wel van belang en de oppervlakte A_n is nu eerder bolvormig:

$$4 \cdot \pi \cdot r_0^2 \cdot q_0 = 4 \cdot \pi \cdot r_n^2 \cdot q_n$$

$$\Leftrightarrow q_n = q_0 \cdot \left(\frac{r_0}{r_n} \right)^2 \quad (4.21)$$

Tussen de gebieden waar de oppervlakte A_n buisvormig en bolvormig kan worden genomen, bevindt zich een overgangsgebied. Volgens *Philips* bevindt dit gebied zich dus tussen de 0,4 à 1m van de warmtebron voor hun type straler.

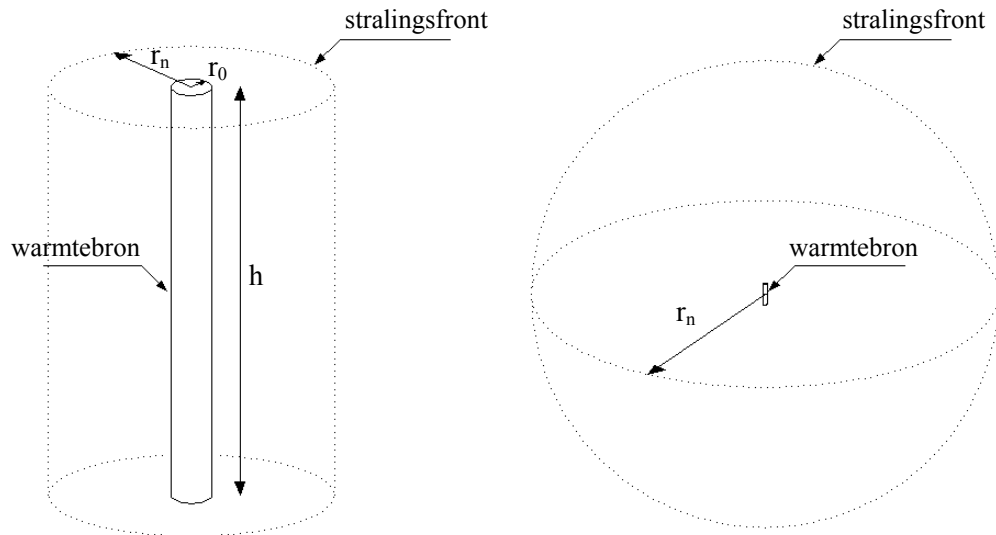


Fig.4.3: Benaderende uitbreiding van het stralingsfront dichtbij en ver van de warmtebron.

Bovenstaande redenering laat toe om een schatting te maken van de warmtestroomdichtheid op basis van het gekende vermogen van de verwarmingselementen. Stel dat de warmtebron 1000W verbruikt met een efficiëntie van 85%, dan levert dit 850W infraroodstraling. Op een afstand van 0,4m van de warmtebron mag nog steeds uitgaan worden van een buisvormig oppervlak A_n waardoor de warmtestroomdichtheid daar kan bekomen worden uit onderstaande formule, waarbij de hoogte van het stralingsoppervlak 28cm wordt genomen, overeenkomstig de stralers van de firma *Philips*.

$$850W = 2 \cdot \pi \cdot 0,4 \cdot 0,28 \cdot q_{0,4}$$

$$\Leftrightarrow q_{0,4} = 1208 \frac{W}{m^2} \quad (4.22)$$

Op basis hiervan kan dan de warmtestroomdichtheid in functie van de afstand tot de warmtebron berekend worden. Merk op dat de curve in de figuur 4.4. (cfr. infra) niet volledig continu is. Dit is een gevolg van de coëfficiënt 1,4 in het overgangsgebied, die een soort gemiddelde vormt. In het vervolg wordt dan ook met een aangepast formule gewerkt die lineair varieert tussen 1 en 2 voor 0,4 tot 1m respectievelijk. Dit is minstens even gerechtvaardigd als een gemiddelde coëfficiënt 1,4 en verhindert storende sprongen in de grafiek bij het combineren van verschillende warmtebronnen (cfr. paragraaf 3.4.1).

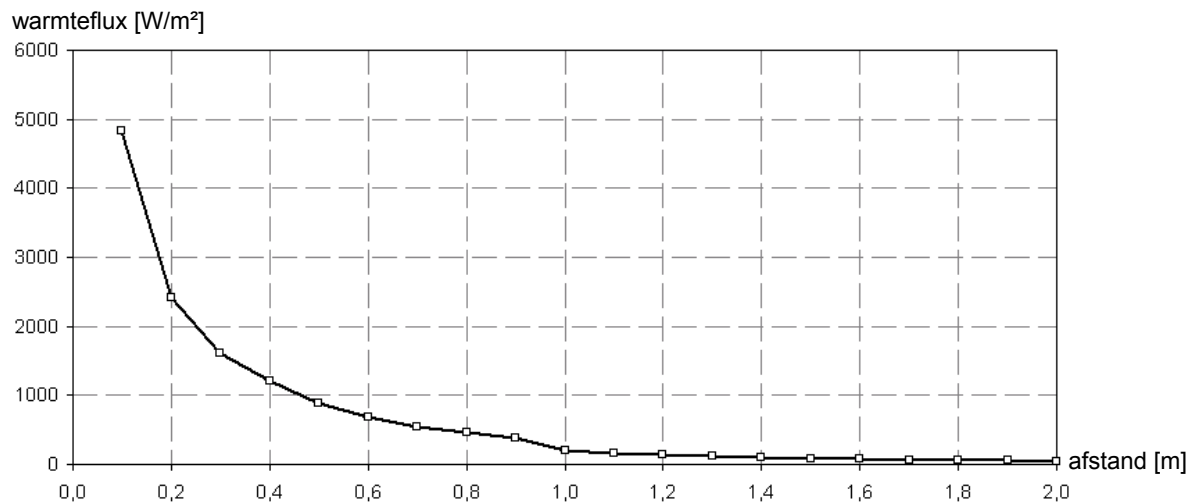


Fig.4.4: Benaderende warmteflux in functie van de afstand.

3.4. Vergelijking van twee types infraroodstralers

3.4.1. Philips

De verwarmingselementen van de firma *Philips* [25] onder de benaming ‘InfraRed Industrial Heat’ bestaan uit cilindervormige halogeenlampen van ongeveer 28cm. De efficiëntie van de elementen bedraagt 85% en het uitgaande vermogen is volledige regelbaar. Vanwege de beperkte lengte is het noodzakelijk de warmtefluxen van de verschillende warmtebronnen te combineren zodat een gelijkmatige warmtestroom wordt tot stand gebracht. Dit kan op twee manieren. Ofwel worden een paar zware lampen op grote afstand geplaatst waarbij de warmteflux weinig afhankelijk is van de afstand (zie fig.4.4 (cfr.infra)), ofwel worden meerdere kleine lampen gecombineerd waarbij wel rekening moet gehouden worden met de afstandsafhankelijke warmteflux.

De berekening werd gestart met minimaal drie verwarmingselementen. Hierbij bleek een gelijkmatige stralingsflux inderdaad mogelijk, maar het benodigde vermogen was, vanwege de grote afstand, te groot om de liggers in een redelijke tijd op te warmen. Met vier lampen was dit wel realiseerbaar maar uiteindelijk werd gekozen voor vijf lampen omdat dit een nog homogener warmteflux opleverde. Figuur 4.5 (cfr. infra) maakt duidelijk dat het mogelijk is om tijdens het opwarmen de variatie in warmteflux te beperken tot 50W/m² wat een temperatuursverschil van ongeveer één graad zou veroorzaken. In praktijk zal dit verschil nog kleiner zijn omdat er via conductie warmte van warme naar de koude gebieden wordt geleid. Tijdens het op temperatuur houden van het proefstuk, is het warmtefluxverschil zelfs nog kleiner. Merk op dat dit enkel opgaat voor het middenstuk van de ligger: de uiterste 50cm langs weerszijden kunnen niet degelijk verwarmd worden.

Een mogelijke proefopstelling ziet er dan ook uit als volgt: er worden vijf lampen voorzien waarvan de eigenschappen symmetrisch zullen zijn ten opzichte van de middendoorsnede van het proefstuk. De uiterste lampen moeten minimaal 1888W/m² kunnen leveren, wat overeenkomt met een minimaal vermogen van 1000W. De warmteflux van de middelste lamp moet 1255W/m² bedragen, wat overeenkomt met een minimaal vermogen van 700W. De overige twee lampen moeten 1447W/m² kunnen leveren, wat overeenkomt met minimaal 1000W.

De lampen van 700W zijn echter zeldzamer en niet beschikbaar voor 230V, waardoor het beter lijkt te kiezen voor lampen met elk een vermogen van 1000W. Indien de installatie ontubdubeld wordt, waarbij verwarmingselementen aan beide zijden van het proefstuk worden voorzien, moeten tien lampen van 500W voorzien worden. Enige tekortkoming hierbij is dat de lampen van 500W slechts een nuttige hoogte van 165mm hebben, wat minder goed overeenkomt met de hoogte van het proefstuk.

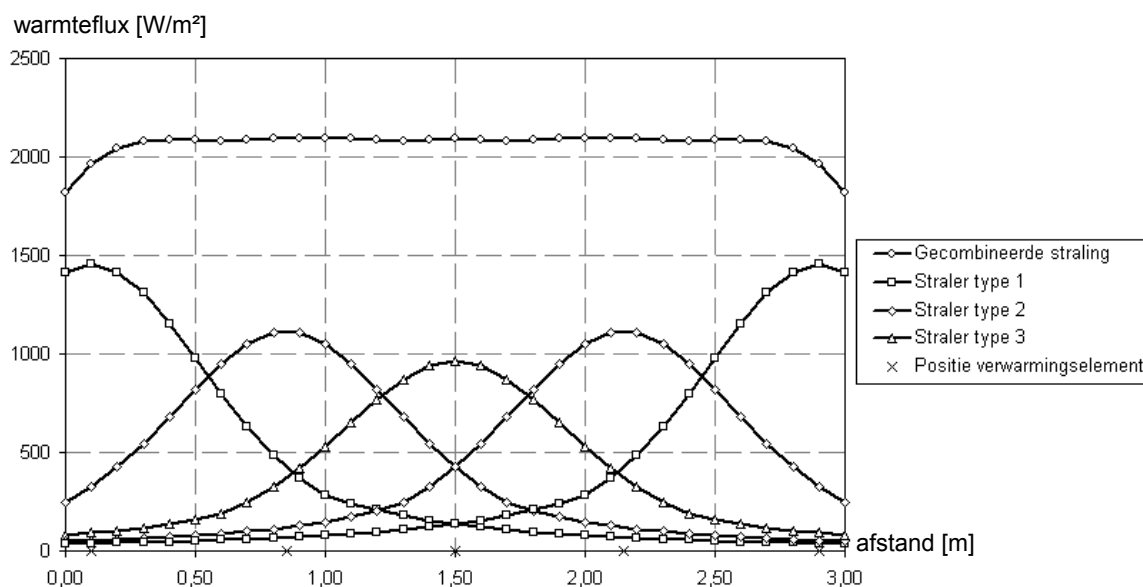


Fig.4.5: Gecombineerde warmteflux op 500mm van de verwarmingsinstallatie.

Het moet opgemerkt worden dat het fijnregelen van de installatie niet eenvoudig is. Zelfs al is het mogelijk met een rekenblad een perfecte configuratie uit te denken, toch zal uit experimentele metingen moeten blijken of de gewenste, constante temperatuur aan het oppervlak bereikt wordt en constant kan gehouden worden.

type	P [W]	U [V]	LxHxW [mm]	T _{max} [°C]	M [kg]
13195Z	1000	230	272x11x11	2200 ¹	0,035
13169Z	500	230	165x11x11	2200	0,025

Tabel 4.3: Technische informatie 'InfraRed Industrial Heat'².

3.4.2. Frico

De verwarmingselementen van de firma *Frico* [26] onder de benaming 'Comfortinfra' bestaan uit staafvormige metalen stralers waarvan de lengte veel groter is dan de verwarmingselementen van de firma *Philips*. De efficiëntie van de elementen bedraagt 95% en het uitgaand vermogen is eveneens volledig regelbaar.

¹ Aangezien Philips geen informatie levert over de werkingstemperatuur, wordt gekeken naar soortgelijke stralers van de firma *Firco*: Frico, Infra Heater IRCW, (technische documentatie IRCW-low--web-1-5191737-5702), p.1

² Philips, Infrared Industrial Heat, (technische documentatie InfraredIndustrialHeat), p.1-2

Voor de dimensionering van de proefopstelling wordt uitgegaan van de afmetingen van de grootste proefstukken en de grootste straler. De oppervlakte van de proefstukken bedraagt 3000mm bij 200mm, terwijl de straler 1735mm lang is en 94mm breed. Als de absorptiecoëfficiënt 0,75 bedraagt, dan evenaart de benodigde warmteflux 1984W/m² (cfr. uitdrukking (4.10)). Deze warmteflux kan gerealiseerd worden indien het verwarmingselement zich voldoende dicht bij het proefstuk bevindt. De totale energie wordt namelijk over een steeds groter oppervlak van het ‘stralingsfront’ gespreid, naarmate men zich verder verwijderd van de warmtebron. In de technische brochure van de fabrikant wordt vermeld dat de spreidingshoek 60° bedraagt. In onderstaande, benaderende berekening wordt eerst de maximale breedte van het stralingsfront berekend, waarbij de gewenste warmteflux nog geleverd wordt. Vervolgens wordt de gemiddelde afstand tussen proefstuk en warmtebron bepaald die overeenstemt met deze breedte.

$$B = \frac{1425W}{1984 \frac{W}{m^2} \cdot 1,735m} = 0,414m \quad (4.23)$$

$$d = \frac{(0,414m - 0,094m)}{\tan(30^\circ)} = 0,277m \quad (4.24)$$

Indien de proefstukken zich op ongeveer 250mm van de warmtebronnen bevinden, dan zullen ze over hun volledige breedte voorzien worden van een voldoende warmteflux. Een deel van de energie gaat verloren doordat de bestraalde breedte groter is dan de breedte van het proefstuk, wat vermeden kan worden door de stralers dicht bij de proefstukken te plaatsen, waardoor het opwarmen minder tijd in beslag zal nemen. Uit praktische overwegingen zal dit echter vaak niet mogelijk zijn.

Het volstaat twee stralers *CIR11521* te voorzien. Hierbij moet echter rekening gehouden worden met het feit dat in het midden van het proefstuk een slecht verwarmd deel zal zitten aangezien het armatuur waarin de stralers zitten langer is dan de stralers zelf. Hieraan kan verholpen worden door een lange straler *CIR11521* in het midden te voorzien en twee kortere stralers *CIR10521* aan de uiteinden. Deze kleinere stralers kunnen dan ook handig van pas komen om de kleinere proefstukken op te warmen.

type	P [W]	U [V]	LxHxW [mm]	T _{max} [°C]	M [kg]
CIR10521	500	230	710x44x94	750	1,5
CIR11521	1500	230	1755x44x94	750	3

Tabel 4.4: Technische informatie *Comfortinfra CIR100*¹.

3.4.3. Vergelijking

Beide types infraroodstralers hebben hun voor- en nadelen.

Een ontwerp met de verwarmingselementen van de firma *Philips* is opgebouwd uit een aantal discrete warmtebronnen.

¹ Frico, ComfortInfra CIR, (technische documentatie CIR-english-low--web- 4148529-487), p.3.

Hoewel het theoretisch mogelijk is deze te combineren zodat hun gezamenlijk warmteflux nagenoeg constant is, is dit praktisch waarschijnlijk niet zo eenvoudig te realiseren. Een nauwkeurige constructie van de installatie en een drietal vermogensregelaars zijn noodzakelijk.

Een ontwerp met de stralers van de firma *Frico* is makkelijker te realiseren. De verwarmingselementen zijn eerder langwerpiger waardoor automatisch een homogene warmteflux wordt bekomen. Er zullen echter overlappingszones moeten worden voorzien tussen de grote straler en de twee kleine stralers aangezien het effectief stralend gedeelte van de verwarmingselementen gevat is in een armatuur (zie figuur 4.8 (cfr. infra)). Dit zou geen probleem mogen leveren aangezien een kleine overlengte van 175mm is voorzien. Voor deze installatie zijn een tweetal vermogensregelaars noodzakelijk.

Uiteindelijk wordt gekozen voor de verwarmingselementen van de firma *Frico* vanwege volgend doorslaggevend argument. De werkingstemperatuur van de stralers van de firma *Philips* is veel hoger dan deze van de firma *Frico* waardoor de waarde van absorptiecoëfficiënt voor straling van het eerste type fel kan afnemen en er onzekerheid ontstaat over de goede werking van de gehele installatie.

4. Temperatuursverloop over de doorsnede

Er werd gekozen voor een eenzijdige verwarming, enerzijds vanuit financiële overwegingen en anderzijds omdat het op die manier mogelijk is een schatting te maken van de temperatuur van de tussenlaag aangezien men enkel de temperatuur van de buitenoppervlakken van de glasplaten kan meten. Polymeren zijn over het algemeen minder goed thermisch geleidend. Het is dan ook niet ondenkbaar dat de tussenlaag in gelaagd glas zich als een thermische isolator gaat gedragen waardoor er zich een temperatuurgradiënt instelt over de dwarssectie.

Vooraleer over te kunnen gaan tot de eigenlijke berekening van het temperatuursverloop, dient eerst het begrip thermische weerstand te worden geïntroduceerd. De warmtestroomdichtheid doorheen een gelaagd materiaal wordt gegeven door uitdrukking (4.23) waarin de noemer gevormd wordt door de som van de warmteweerstand van de n samenstellende lagen.

$$q = \frac{T_e - T_i}{\sum_n R_i} \quad (4.25)$$

De warmteweerstand bij conductie wordt gegeven door de verhouding van de dikte van de beschouwde laag tot de warmtegeleidingscoëfficiënt van die laag. Voor glas wordt de warmtegeleidingscoëfficiënt gelijk genomen aan $1,09\text{W/m.K}^1$, terwijl voor de tussenlaag een schatting van $0,2\text{W/m.K}^2$ wordt gemaakt. Bij convectie wordt de warmteweerstand gegeven door het omgekeerde van de convectiecoëfficiënt. Om op dezelfde wijze rekening te kunnen houden met de stralingsverliezen is een linearisatie vereist, aangezien uitdrukking (4.3) van de vierde graad is in de temperatuur.

¹ J.R. Welty, C.E. Wicks, R.E. Wilson et al, Fundamentals of Momentum, Heat and Mass Transfer, Fourth Edition, Oregon State University, p.724

² A. JANSSENS, o.c. , p.7.

De warmteweerstand bij straling wordt dan gegeven door het omgekeerde van de warmteovergangscoefficiënt. Vaak wordt de warmteweerstand van convectie gecombineerd met deze van straling en voor deze toepassing wordt hij gegeven door het omgekeerd van 23K/W^1 .

Het temperatuursverloop over de dwarsdoorsnede volgt uit de stationaire warmtebalans van het vlak dat bestraald wordt, zoals schematisch weergegeven in figuur 4.6:

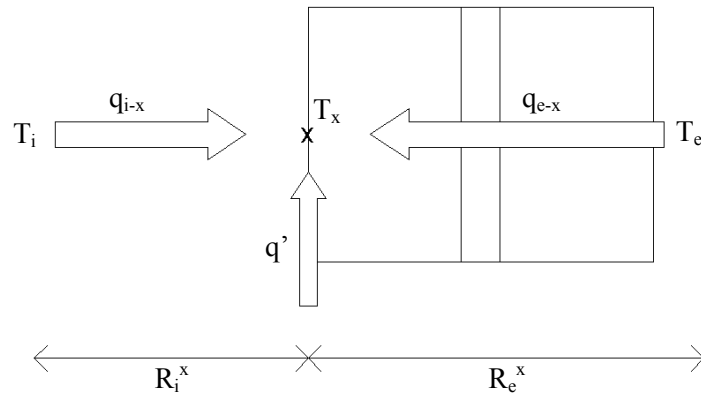


Fig.4.6: Schematische voorstelling warmtefluxen naar het voorvlak van het proefstuk.

Voor dit vlak kunnen drie warmtestroomdichtheden gedefinieerd worden. Een eerste is de geabsorbeerde warmte q' afkomstig van de verwarmingselementen. Een tweede is de warmtestroomdichtheid q_{i-x} van de omgeving voor het proefstuk naar het voorvlak. Ten slotte is er de warmtestroomdichtheid q_{e-x} door geleiding van de omgeving achter het proefstuk naar het beschouwde voorvlak.

$$q_{i-x} = \frac{(T_i - T_x)}{R_i^x} \quad (4.26)$$

$$q_{e-x} = \frac{(T_e - T_x)}{R_e^x} \quad (4.27)$$

In de uitdrukkingen (4.26) en (4.27) is T_x de temperatuur van het voorvlak, T_i de omgevingstemperatuur voor het proefstuk en T_e de omgevingstemperatuur achter het proefstuk die in het vervolg worden aangeduid met $T_{omgeving}$. R_i^x en R_e^x zijn de sommen van de warmteweerstanden tussen het voorvlak en de omgeving voor en achter het proefstuk. De toepassing van de wet van behoud van energie levert:

$$q' + q_{i-x} + q_{e-x} = 0 \quad (4.28)$$

waaruit

$$T_x = \frac{1}{R_i^x + R_e^x} \cdot (R_e^x \cdot T_i + R_i^x \cdot T_e + R_i^x \cdot R_e^x \cdot q') \quad (4.29)$$

$$T_x = T_{omgeving} + \frac{R_i^x \cdot R_e^x}{R_i^x + R_e^x} q' \quad (4.30)$$

¹ A. JANSSENS, o.c., p.45.

Uitdrukking (4.30) levert de temperatuur aan het voorvlak van het proefstuk. Om het temperatuursverloop over de dwarsdoorsnede in stationaire toestand vast te leggen, dient eerst de warmtestroomdichtheid q_{e-x} bepaald te worden die in het proefstuk dringt. Substitutie van (4.29) in (4.27) levert onderstaande uitdrukking (4.31):

$$q_{e-x} = \frac{R_i^x}{R_i^x + R_e^x} \cdot q' \quad (4.31)$$

Met behulp van uitdrukking (4.32) die eveneens een uitdrukking van het behoud van energie is, kunnen de temperaturen in het proefstuk en aan de achterzijde bepaald worden.

$$q_{e-x} = \frac{(T_y - T_x)}{R_x^y} \quad (4.32)$$

In stationaire toestand heeft het temperatuursverloop een polygonale vorm doorheen de dwarssectie waardoor de temperatuur in de tussenlaag net het gemiddelde van de twee oppervlaktetemperaturen is. Dit levert meteen een praktische methode om de temperatuur van de tussenlaag experimenteel te bepalen.

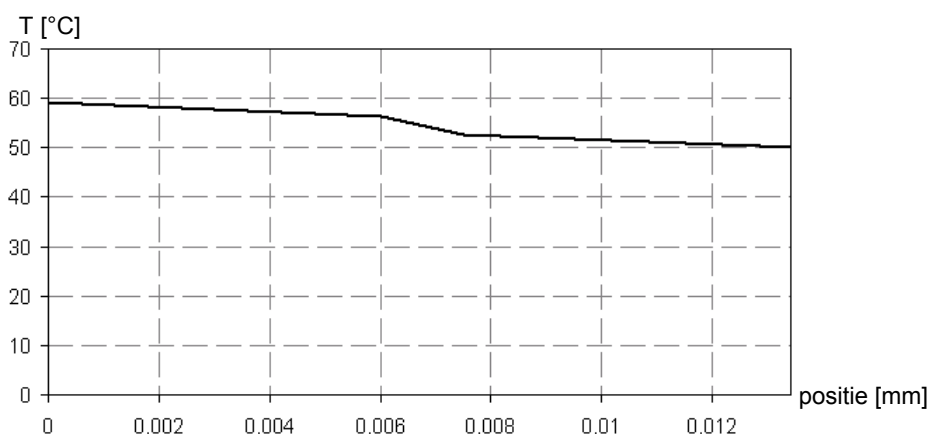


Fig.4.7: Stationair temperatuursverloop over de dwarssectie.

Globaal beschouwd, heerst er een temperatuursverschil van net geen 10 graden tussen de twee buitenoppervlakken. De temperatuursgradiënt over de tussenlaag bedraagt ongeveer drie graden. Een eenzijdige opstelling van de verwarmingselementen is verantwoord omdat de mechanische eigenschappen van het glas niet al te temperatuursafhankelijk zijn in het beschouwde toepassingsdomein.

5. Praktische problemen

Bij de eerste testen ter verificatie van het benodigde vermogen bleek onmiddellijk dat de uiteinden van het stralende gedeelte van verwarmingselementen niet goed opwarmden. Deze zones bedragen ongeveer 80mm aan weerszijden wat, zeker voor de kleine stralers, aanzienlijk is.

Op zich heeft deze tekortkoming niet zoveel gevolgen. Het was reeds noodzakelijk om de stralers te schranken aangezien het armatuur waarin de stralers zitten in de lengterichting groter is dan de stralers zelf. Hiermee was rekening gehouden, maar aangezien de verwarmde gedeelten veel korter waren, en dus de overlappingszones groter moesten zijn, was de totale lengte van de verwarmingsinstallatie geen 3000mm meer. Wat voor gevolgen dit heeft op de warmtedistributie in de lengterichting, wordt onderzocht in hoofdstuk 5.

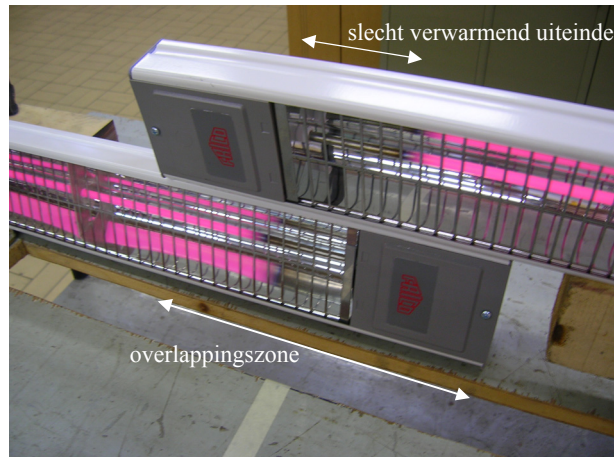


Fig. 4.8.: Minder goed verwarmde uiteinden van de verwarmingselementen.

6. Besluit

In het kader van deze scriptie werd een verwarmingsinstallatie ontworpen om glazen liggers met een maximale lengte van drie meter te beproeven. Hiertoe eerst werd een onderscheid gemaakt tussen de drie verschillende warmtetransportmechanismen, waarna een theoretische schatting kon worden gemaakt van het benodigde vermogen.

Infraroodstralers bleken zeer geschikt voor deze toepassing. Aangezien glas een selectieve absorber van elektromagnetische straling is, is het noodzakelijk dat de werkingstemperatuur van de verwarmingselementen niet te hoog is. Daarom werd uiteindelijk gekozen om een grote straler *CIR11521* en twee kleine stralers *CIR10521* van de firma *Frico* te gebruiken.

Bij praktische proeven is het niet mogelijk rechtstreeks te meten de temperatuur van de tussenlaag. Om deze reden werd het verloop van de temperatuur doorheen de dwarsdoorsnede bepaald zodat men zich een idee kan vormen omtrent het temperatuursverschil over de tussenlaag zelf aan de hand van de opgemeten oppervlaktetemperaturen van het glas.

Een eerste reeks testen brachten enkele tekortkomingen aan het licht. Het effectief verwarmd gedeelte van de stralers bleek korter te zijn dan opgegeven. Hierdoor was het niet meer mogelijk om liggers van drie meter over hun volledige lengte homogeen te verwarmen.

HOOFDSTUK 5

EXPERIMENTELE STUDIE VAN HET MECHANISCH GEDRAG

1. Inleiding

In elk onderzoeksdomein is het noodzakelijk de opgestelde theorieën te toetsen aan de realiteit. In het kader van deze studie werden verschillende experimentele proeven uitgevoerd, elk met een specifiek doel voor ogen.

In een eerste fase werden temperatuursmetingen verricht. Deze dienen als verificatie van het theoretisch bepaalde, benodigde vermogen van de verwarmingselementen. Daarnaast geven ze een idee van de invloed van de positie van de verwarmingselementen op de warmtedistributie in het proefstuk. In een tweede fase werden buigproeven om de zwakke as uitgevoerd op hoge temperatuur. Het eerste doel van de buigproeven is de invloed van minder goed verwarmde uiteinden aan het licht te brengen. Daarnaast wordt getracht de ondergrens van 2N/mm^2 van de glijdingsmodulus, vooropgesteld door de producent DuPont, te verifiëren. In een derde fase werden zowel bij kamertemperatuur als hoge temperatuur vlakheidsmetingen verricht om het effect van de verwarmingsmethode op de vorm van de proefstukken te onderzoeken. In een laatste fase werden kipproeven uitgevoerd bij hoge temperatuur. Enerzijds dienen deze proeven als verificatie van de theoretische resultaten uit hoofdstuk 3, anderzijds vormen zij referentiemateriaal voor de numerieke modellen die in hoofdstuk 6 zullen worden besproken.

Bij nagenoeg alle proeven werd gebruik gemaakt van de verwarmingsinstallatie die voor deze studie werd ontworpen. Tijdens de verscheidene meetcampagnes groeide de kennis en de ervaring waardoor het mogelijk werd verbeteringen aan te brengen aan de meetmethodes en de proefopstellingen. Vele proeven werden dan ook meerdere keren uitgevoerd om de spreiding op de resultaten te verkleinen. Daarnaast zou de auteur willen onderstrepen dat de tijd, nodig om een aantal proeven op hoge temperatuur uit te voeren, groot is. De proefstukken moesten namelijk steeds opgewarmd en afgekoeld worden, waarbij beide handelingen elk een uur in beslag nemen.

In het kader van deze studie werden in totaal negen liggers beproefd. Dit proefprogramma had niet tot stand kunnen komen zonder de medewerking van het WTCB, Lerobel en BRS Structural Glazing.

Ten slotte is er in dit hoofdstuk voor gekozen om bepaalde aspecten te illustreren met de resultaten van een welbepaald, representatief proefstuk. Dit verhoogt de leesbaarheid en overspoelt de lezer niet met een overvloed aan data. De relevante meetgegevens zijn terug te vinden in de bijlagen D tot en met F.

2. Overzicht van de proefstukken

Voor de experimentele studie van het mechanisch gedrag waren twee reeksen proefstukken ter beschikking geleverd door twee verschillende leveranciers. Alle proefstukken hadden geslepen randen. In tabel 5.1. wordt een overzicht gegeven van de afmetingen van de beide reeksen:

reeks	aantal	type	lengte [mm]	hoogte [mm]	glasdikte [mm]	dikte SGP [mm]
A	4	half gehard	3000	150	6	1,52
B	5	gehard	3000	200	6	1,52

Tabel.5.1.: Overzicht van de proefstukken uit gelamineerd glas met tussenlaag uit SGP.

De dikte van de liggers werd aan beide zijden over de volledige lengte opgemeten met een tussenafstand van 500mm. De meetnauwkeurigheid bedroeg 0,01mm. De resultaten worden weergegeven in figuur 5.1.

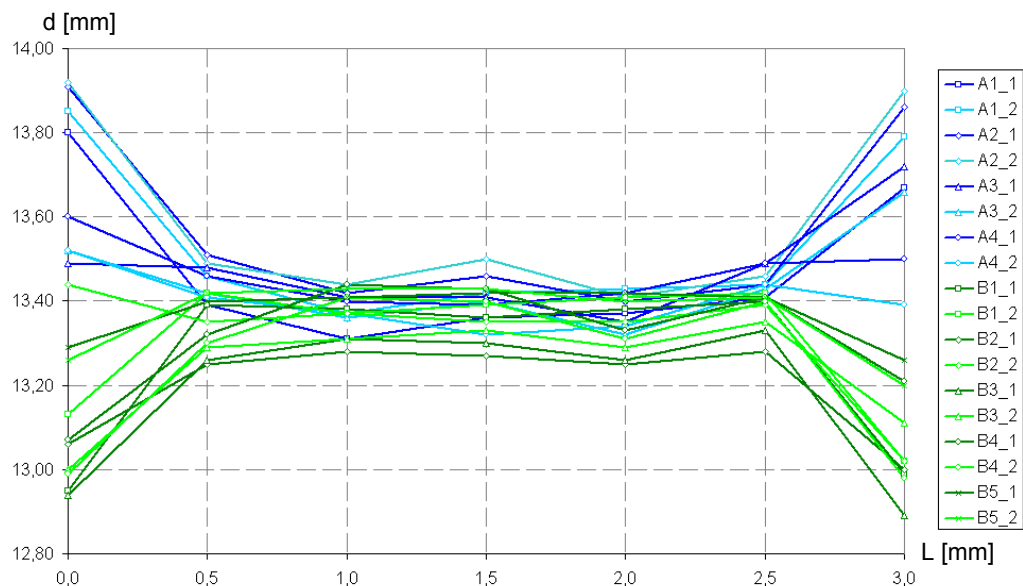


Fig.5.1: Diktemetingen over de lengte van alle proefstukken.

De dikte van de proefstukken uit de reeks A neemt toe naar de uiteinden, terwijl de dikte van de reeks B afneemt naar de uiteinden. Vermoedelijk ligt het gebruikte productieproces aan de basis van deze bevinding. Soms worden op het einde van de vervaardiging de uiteinden van de liggers samengedrukt met behulp van klemmen om eventuele luchtballen te verwijderen. Deze werkwijze zou een samendrukking van de tussenlaag kunnen teweegbrengen.

Aangezien de diktetolerantie op de tussenlaag veel kleiner is dan deze op de glasplaten, zou men uit de opgemeten totale dikte een schatting kunnen maken van de individuele glasplaatdikten. De resultaten zijn samengevat in tabel 5.2 (cfr. infra). Deze resultaten moeten echter met de nodige omzichtigheid geïnterpreteerd worden. De diktetolerantie op de tussenlaag, zoals opgegeven door de producent, is deze voor de verwerking ervan. Het is niet ondenkbaar dat de dikte van de tussenlaag wijzigt tijdens het laminatieproces vanwege de hoge temperatuur en druk.

Voor de reeks A komen de berekende glasdikten goed overeen met hun theoretische waarden. Voor de reeks B is de overeenkomst minder goed en kunnen twee waarden in overweging genomen worden.

Enerzijds kan de theoretische glasplaatdikte als vast gegeven beschouwd worden, wat overeenstemt met een gemiddelde tussenlaagdikte van 1,28mm. Anderzijds kan de theoretische tussenlaagdikte als vast gegeven beschouwd worden, wat aanleiding geeft tot een gemiddelde glasplaatdikte van 5,88mm.

proefstuk	d_1 [mm]	d_2 [mm]
A1	6,02+/-0,19	6,05+/-0,19
A2	6,07+/-0,19	6,07+/-0,19
A3	6,01+/-0,16	5,99+/-0,15
A4	5,99+/-0,12	5,95+/-0,12
B1	5,83+/-0,18	5,85+/-0,17
B1	5,81+/-0,14	5,86+/-0,17
B3	5,95+/-0,30	5,83+/-0,15
B4	5,87+/-0,16	5,84+/-0,17
B5	5,91+/-0,11	5,90+/-0,12

Tabel 5.2: Schatting maximale en minimale glasdiktes.

Werkelijke glazen liggers vertonen vormfouten waardoor ze niet perfect vlak zijn. Deze initiële vormfouten veroorzaken een aangroeiing van de laterale vervorming tijdens het belasten waardoor zij het kipverschijnsel beïnvloeden. Het is dan ook noodzakelijk een idee te hebben van de grootteorde van deze vormimperfecties. Dit gebeurde met behulp van een opstelling ontwikkeld door Belis [21], die verder kort beschreven wordt in paragraaf 5.1.2. De resultaten van de twee reeksen zijn weergegeven in figuur 5.2.

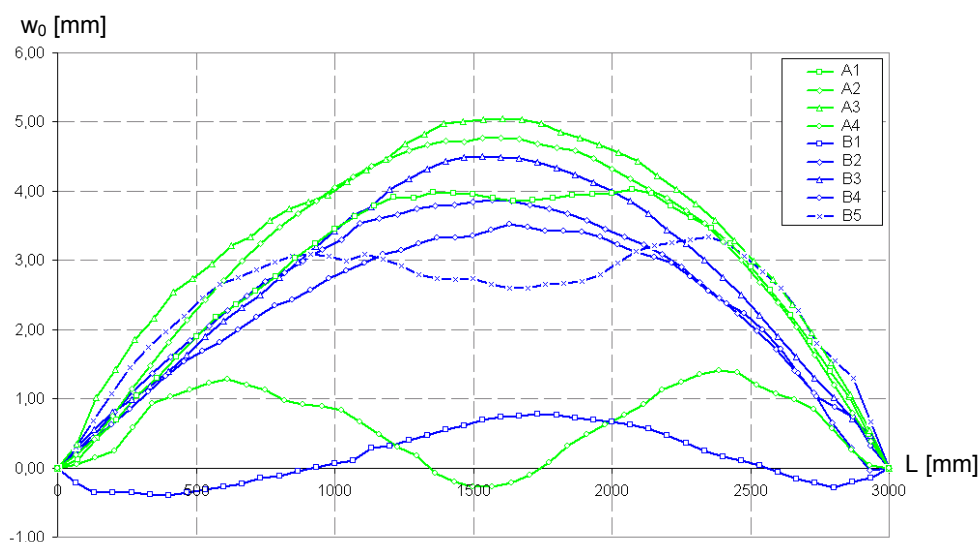


Fig.5.2: Vlakheidsmetingen over de lengte van alle proefstukken.

De vormfout in het midden is nooit groter dan $L/595$. Voor nagenoeg alle liggers komt de initiële vormfout goed overeen met een sinusvorm. De liggers A4 en B1 vertonen echter een afwijkende geometrie. In deze gevallen leunt de vorm van de ligger dichter aan bij een hogere eigenvorm. Het is interessant hier reeds op te merken dat de vormfout van een bepaald proefstuk geen vast gegeven is, wanneer er verschillende proeven met eenzelfde proefstuk worden uitgevoerd. Hierop wordt dieper ingegaan in paragraaf 4.2.4.

3. Experimentele studie van het temperatuursverloop

3.1. Beschrijving van de proef

3.1.1. Doelstelling

Een eerste doelstelling van de experimentele temperatuursmetingen is een verificatie van het benodigde vermogen om binnen de gewenste tijd een proefstuk tot een gegeven temperatuur te verwarmen. Een tweede doel is de invloed van de positie van de verwarmingselementen te bestuderen. Door de beperkte lengte van de stralers bestaat er een zeker discontinuïteit van de geleverde warmteflux in de lengterichting. Om te verhinderen dat bepaalde gedeelten van de proefstukken sneller opwarmen dan andere, moeten er overlappingszones worden voorzien.

3.1.2. Proefopstelling

De verwarmingselementen worden op een afstand van ongeveer 250mm van de proefstukken geplaatst. Elementen die gedeeltelijk naast elkaar dienen bevestigd te worden, om een overlappingszone te creëren, worden naar het proefstuk gericht onder een hoek van 16° ¹. De onzekerheid in verband met deze opstelling, en eigenlijk elke opstelling met de verwarmingselementen, is de hoeveelheid warmteflux die effectief op het proefstuk invalt.

Om de invloed van de minder goed verwarmde zones, die ontstaan aan de uiteinden van de verwarmingselementen te onderzoeken, worden verschillende opstellingen gerealiseerd die enkel verschillen in de tussenafstand van de verwarmingselementen (zie figuur 5.3).

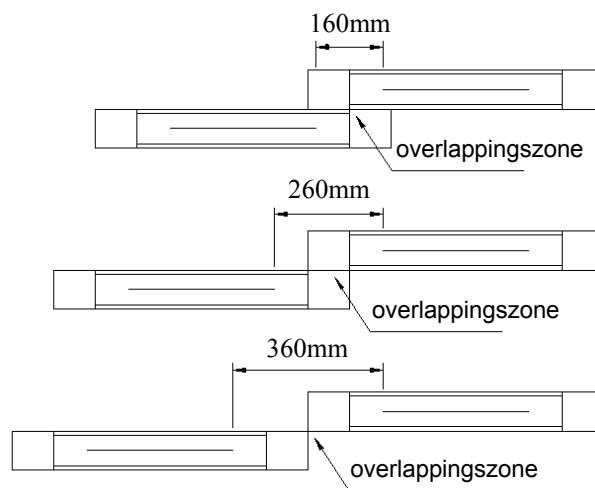


Fig.5.3: De drie verschillende opstellingen van de verwarmingselementen.

Bij de eerste opstelling bedraagt de tussenafstand van de goed verwarmde delen van de verwarmingselementen 160mm, bij de tweede opstelling 260mm en bij de derde opstelling 360mm. Telkens worden twee meetpunten voorzien, één in het goed verwarmd gedeelte van het glas en één in de overlappingszone.

¹ De afgeschuinde hoeken van de beugels waarmee de stralers bevestigd worden, laten een montage onder een hoek van 16° of 32° toe.

Bij de eerste proeven werd enkel een thermokoppel aan de achterzijde van het proefstuk gekleefd. Bij proeven waarbij het thermokoppel aan de voorzijde werd voorzien, steeg de temperatuur onrealistisch snel vanwege de opwarming van de kleefband waarmee het thermokoppel op het proefstuk werd gekleefd. Met het oog op de buigproeven, is het echter aangewezen ook een thermokoppel aan de voorzijde te voorzien. Een oplossing wordt bekomen door een stuk kurk tussen de kleefband en het thermokoppel te voorzien. Daarnaast wordt een aluminiumfolie bovenop de kleefband geplaatst die de infraroodstraling deels reflecteert.

3.1.3. Meetnauwkeurigheid

De thermokoppels worden gevormd door samenvoeging van koper en nikkel en hebben een meetnauwkeurigheid van $0,1^{\circ}\text{C}$. Om het ingaand vermogen van de verwarmingselementen te regelen, werd gebruik gemaakt van twee spanningsregelaars met een draaiknop tot op 5V nauwkeurig.

3.2. Resultaten

3.2.1. Temperatuursverloop in de lengterichting

De eerste temperatuursmetingen bevestigen dat het theoretische bepaalde vermogen volstaat om de proefstukken binnen een redelijke termijn op te warmen tot 50°C . Het wordt echter onmiddellijk duidelijk dat zelfs een kleine tussenafstand van de verwarmingselementen gepaard gaat met een redelijk groot temperatuursverschil zoals is weergegeven in figuur 5.4.

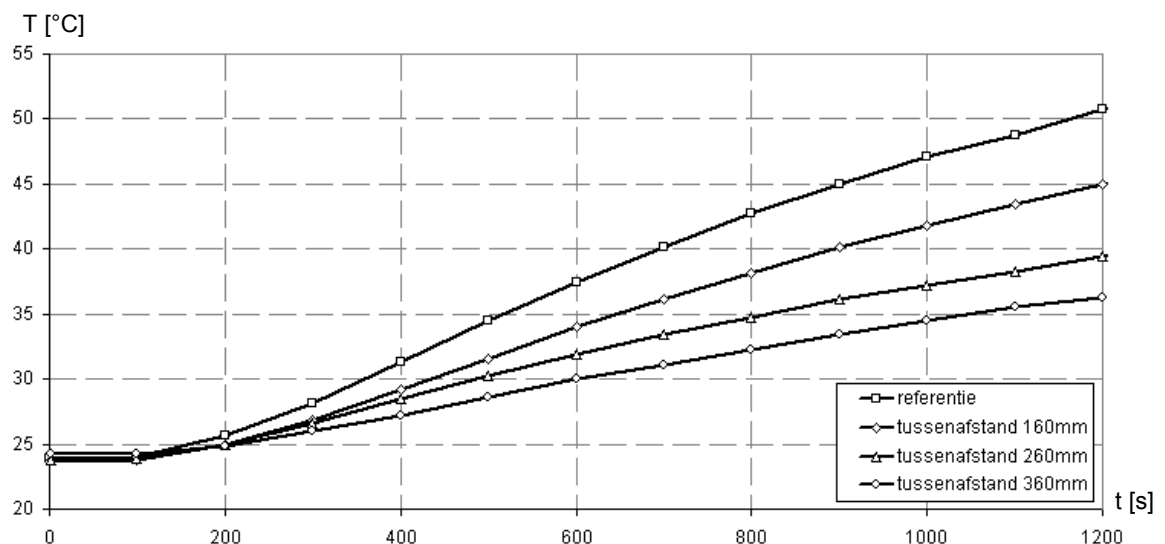


Fig.5.4: Temperatuursverloop in de tijd voor verschillende tussenafstanden.

Dit effect is toe te schrijven aan de geringe thermische geleidbaarheid van het glas. Daarnaast moet vermeld worden dat het temperatuursverschil tussen de goed en minder goed verwarmde gedeelten traag afneemt in de tijd door de thermische geleiding in het glas.

3.2.2. Temperatuursverloop in de dwarsdoorsnede

Ten gevolge van de kleine thermische geleidbaarheid in het glas ontstaat niet alleen een temperatuursverschil in de lengterichting, maar tevens een temperatuursgradiënt over de dwarsdoorsnede. Dit effect wordt nog versterkt door de tussenlaag, die zich als een thermische weerstand gedraagt.

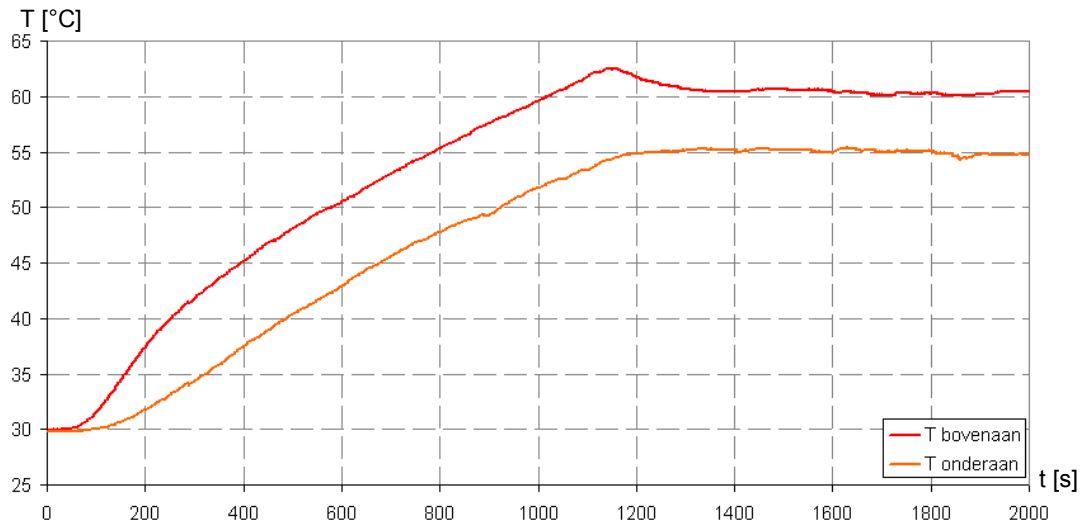


Fig.5.5: Temperatuursverloop in de tijd boven- en onderaan het proefstuk A1.

Bij het begin van de proef wordt er een temperatuursverschil opgebouwd tussen de twee glasplaten. Aangezien het hier om een transiënte toestand gaat, is het temperatuursverloop over de doorsnede niet lineair. Ook wanneer het temperatuursverschil constant wordt, maar de temperatuur van beide glasplaten nog toeneemt, gaat het om een transiënte toestand. Dit verklaart waarom de temperatuur van het bovenvlak snel daalt, wanneer het ingaand vermogen van de verwarmingselementen wordt verminderd. Na ongeveer 1150s is de gewenste temperatuur bereikt en wordt het ingaand vermogen van de verwarmingselementen zodanig ingesteld dat deze temperatuur ongeveer gehandhaafd blijft. De toestand wordt stationair en het is aanvaardbaar aan te nemen dat het temperatuursverloop over de doorsnede stuksgewijs lineair verloopt.

Er moet opgemerkt worden dat het temperatuursverschil slechts 5° bedraagt, terwijl in paragraaf 4 van hoofdstuk 4 een temperatuursgradiënt van 10° was voorspeld. Deze afwijking is het gevolg van afwijkingen van glas- en tussenlaagdikte van hun theoretische waarde en van de onzekerheid omtrent de exacte waarde van de warmtegeleidingscoëfficiënt van de tussenlaag.

4. Experimentele studie van buiging om de zwakke as

4.1. Beschrijving van de proef

4.1.1. Doelstelling

Het ontwerpen en in gebruik nemen van een nieuwe proefopstelling gaat vaak gepaard met vele praktische problemen.

Gaandeweg wordt men geconfronteerd met tekortkomingen maar leert men ook steeds beter ongewenste invloedsfactoren te beheersen. Na elke meetcampagne was er extra informatie beschikbaar waardoor de proefopstelling kon verbeterd worden. Dit is dan ook de reden waarom er in totaal drie reeksen buigproeven werden uitgevoerd.

Bij de eerste reeks kwam de invloed van de temperatuursgradiënt op de doorbuiging aan het licht. Het voortdurend bijregelen van het ingaand vermogen van de verwarmingselementen, had een grote invloed op de gemeten verplaatsingen. De spreiding op de resultaten van deze eerste reeks was te groot waardoor de resultaten niet weerhouden werden.

Het doel van de tweede reeks buigproeven was de invloed van de positie van de minder goed verwarmde delen op de doorbuiging te achterhalen. In hoofdstuk 4 werd er reeds op gewezen dat de uiteinden van de liggers in de kipopstelling niet degelijk verwarmd konden worden, aangezien ze gevat werden in gaffels. Dit probleem deed zich niet voor bij buigproeven waarbij de proefstukken zuiver opgelegd waren op de steunpunten. Wel deed zich de moeilijkheid voor van de beperkte lengte van de verwarmingselementen waardoor het niet mogelijk was de liggers over hun volledige lengte gelijkmatig te verwarmen. Voor de tweede reeks buigproeven werd gebruik gemaakt van de proefstukkenreeks A.

Hoewel de resultaten van de tweede meetcampagne al veel beter waren dan de eerste, waren er toch nog verbeteringen mogelijk. Ten slotte werd er een derde reeks buigproeven uitgevoerd met behulp van de proefstukkenreeks B. De duur van deze proeven was veel groter dan deze van de eerste twee reeksen. Het hoofddoel was te trachten te achterhalen of de ondergrens van 2N/mm^2 , die vooropgesteld wordt door de producent DuPont, gegrond is.

4.1.2. Proefopstelling

Bij destructieve proeven is een vierpuntsbuigproef aangeraden aangezien bij een driepuntsbuigproef het grootste moment in het midden van de overspanning optreedt. Dit punt is dan meteen ook het meest kritieke punt waardoor eventuele zwakkere zones naast het midden minder makkelijk aan het licht komen. Aangezien er enkel een onderzoek naar de doorbuiging wordt verricht, en niet naar de breukbelasting, vervalt deze opmerking.

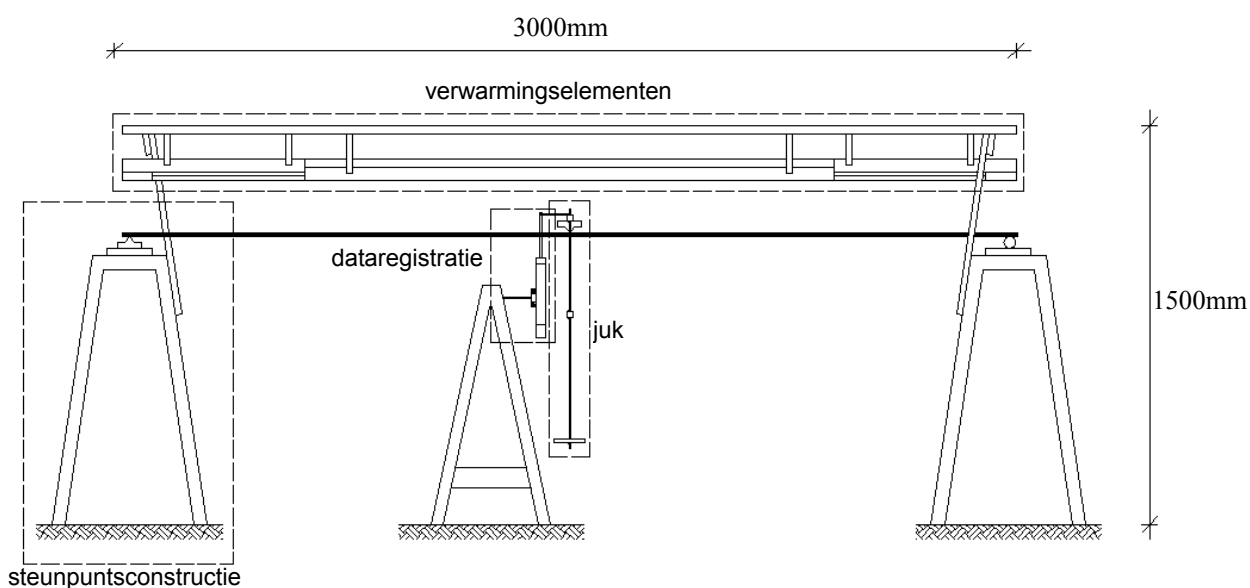


Fig.5.6: Schematisch overzicht van de buigopstelling.

Uit praktische overwegingen wordt gekozen voor een driepuntsbuigproef. Aangezien de verwarmingselementen zich boven het proefstuk bevinden, zou een vierpuntsbuigproef resulteren in een te grote afscherming van het proefstuk van de verwarmingselementen.

In figuur 5.6 (cfr. supra) wordt een schematisch overzicht van de proefopstelling weergegeven. De steunpunten bestaan uit twee stalen schragen waarop een stalen plaatje wordt voorzien. Aan het linker steunpunt wordt op dit stalen plaatje een mesoplegging van 200mm breed aangebracht. Aan het rechter steunpunt kan een stalen cilinder met diameter 25mm vrij rollen over het stalen plaatje.

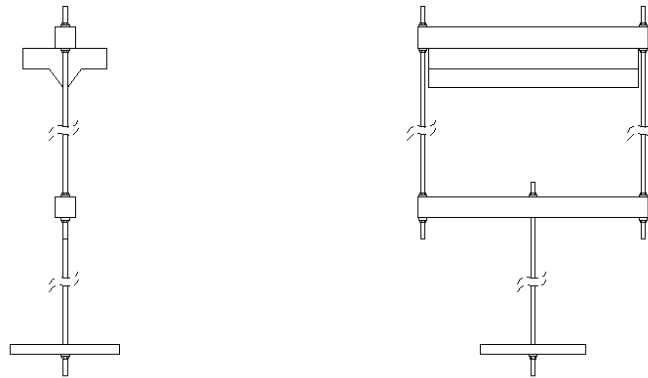


Fig.5.7: Voor- en zijaanzicht van het juk.

De verwarmingselementen bevinden zich op ongeveer 250mm boven het proefstuk en zijn gemonteerd op een houten balk waardoor gemakkelijk de positie van de elementen gewijzigd kan worden. De verwarmingselementen worden boven het proefstuk voorzien om het juk niet te hinderen en de uiteinden van het proefstuk degelijk te kunnen verwarmen.

Figuur 5.7 geeft het zij- en vooraanzicht van het juk weer. Het juk bestaat uit een omgekeerde mesoplegging dat stijf verbonden is met een stalen raamwerk. Door deze opbouw wordt een lijnlast geïntroduceerd. Het is echter wel van belang dat het raamwerk perfect symmetrisch is om te verhinderen dat er momenten worden ingeleid in de proefstukken.

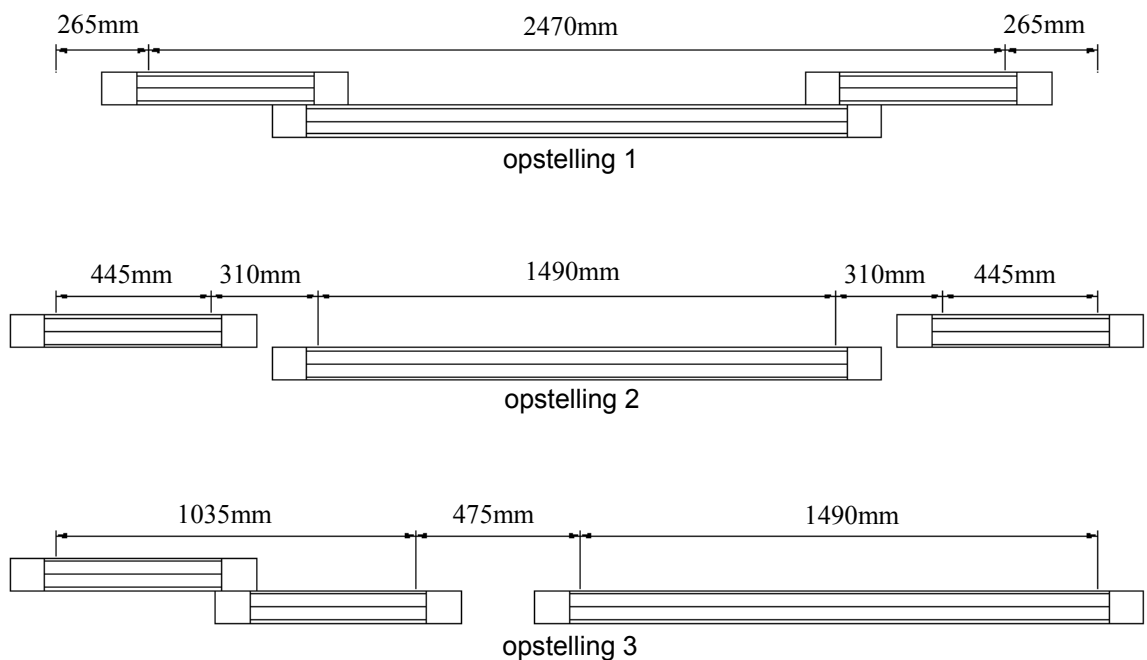


Fig.5.8: Schematische overzicht van de drie opstellingen voor proefstukken met een lengte van 3000mm.

In figuur 5.8 (cfr. supra) wordt een schematisch overzicht gegeven van de drie opstellingen van de verwarmingselementen. Bij de eerste opstelling bevinden de slechte verwarmde zones zich aan de uiteinden. Bij de tweede bevinden ze zich ongeveer op een kwart van de overspanning, symmetrisch ten opzichte van het midden. Bij de derde, asymmetrische opstelling bevindt de slecht verwarmde zone zich net naast het midden van de overspanning.

4.1.2. Meetnauwkeurigheid

De verplaatsingen worden in het midden van de overspanning gemeten met behulp van een geijkte, inductieve verplaatsingsmeter met een loop van 150mm. De nauwkeurigheid van dit meetapparaat bedraagt 0,01mm. Belangrijk is op te merken dat de verplaatsingsmeter met een plaatje verbonden is met het juk om de verplaatsing net in het midden te kunnen opmeten. Hierdoor is het echter niet mogelijk de doorbuiging onder het eigengewicht en het gewicht van het juk te meten.

Hieraan kan tegemoet gekomen worden door een tweede verplaatsingsmeter te gebruiken, die enkel dient om de initiële doorbuiging ten gevolge van het eigengewicht en het gewicht van het juk te bepalen. Deze methode werd toegepast bij de derde reeks buigproeven waarvan de resultaten zijn samengevat in paragraaf 4.3.

Voor de meetnauwkeurigheid van de temperatuursmetingen wordt verwezen naar paragraaf 3.1.3. Belangrijk is op te merken dat de meetapparatuur voor de verplaatsingen op een andere voedingslijn werden aangesloten dan de spanningsregelaars van de verwarmingselementen om enige wederzijdse beïnvloeding te vermijden: de nauwkeurigheid van de verplaatsingsmeters is immers afhankelijk van hun voedingsspanning.

4.2. Resultaten reeks A

4.2.1. Algemeen

De resultaten worden geïllustreerd aan de hand van een representatief voorbeeld. In figuur 5.9 (cfr. infra) worden de temperatuur aan het bovenzak en aan het ondervlak evenals de doorbuiging, positief in verticale neerwaartse zin, weergegeven in de tijd voor het proefstuk A1 bij een proef met opstelling 1. Dit voorbeeld geeft heel duidelijk het effect van de eenzijdige verwarming weer.

In het begin van proef, tijdsperiode 1, worden de verwarmingselementen ingeschakeld en bouwt er zich een temperatuursverschil op tussen het boven- en ondervlak van het proefstuk. De bovenste glasplaat zet daardoor meer uit dan de onderste waardoor het proefstuk als het ware terugveert, of zich opricht. In tijdsperiode 2 neemt de gemiddelde temperatuur toe, terwijl het temperatuursverschil constant blijft en blijft ook de opwaartse verplaatsing constant. In tijdsperiode 3 is de gewenste temperatuur bereikt en wordt het ingaand vermogen van de stralers verlaagd. Het bovenzak koelt daardoor enigszins af waardoor het proefstuk terug doorbuigt. Na tijdsperiode 3 wordt het proefstuk belast. In tijdsperiode 4 blijft de temperatuur nagenoeg constant en buigt het proefstuk steeds meer door ten gevolge van kruip van de tussenlaag.

Op het einde van de proef, worden het ingaand vermogen van de verwarmingselementen tot nul gereduceerd met als doel het temperatuursverschil tussen de twee glasplaten te verkleinen. Op het einde van de proef wordt de ligger ontlast.

Er kunnen een aantal interessante opmerkingen geformuleerd worden.

Ten eerste blijkt het mogelijk te zijn om de temperatuur tijdens een proef relatief constant te houden zonder al te veel het ingaand vermogen van de stralers te wijzigen. Van belang is hierbij om zoveel mogelijk ongewenste invloedsfactoren te vermijden. Hierbij wordt gedacht aan alle elementen die een luchtstroom kunnen creëren zoals openstaande deuren, voorbijgangers, elektrische apparaten, ... en aan elementen die de omgevingstemperatuur kunnen wijzigen zoals laswerk, toeschouwers, zonnestraling, ...

Ten tweede is de verplaatsing die optreedt tijdens periode 3 groot in verhouding met deze in periode 1. De verplaatsing ten gevolge van de kromming door de temperatuursgradiënt lijkt dus afhankelijk te zijn van de waarde van de glijdingsmodulus aangezien de belasting nog niet veranderd is.

Ten derde bestaat er op het einde van de proef nog steeds een zeker temperatuursverschil tussen de twee buitenoppervlakken waardoor de uiteindelijke totale doorbuiging onbekend is. Er is dan ook nood aan een model om deze extra doorbuiging te voorspellen.

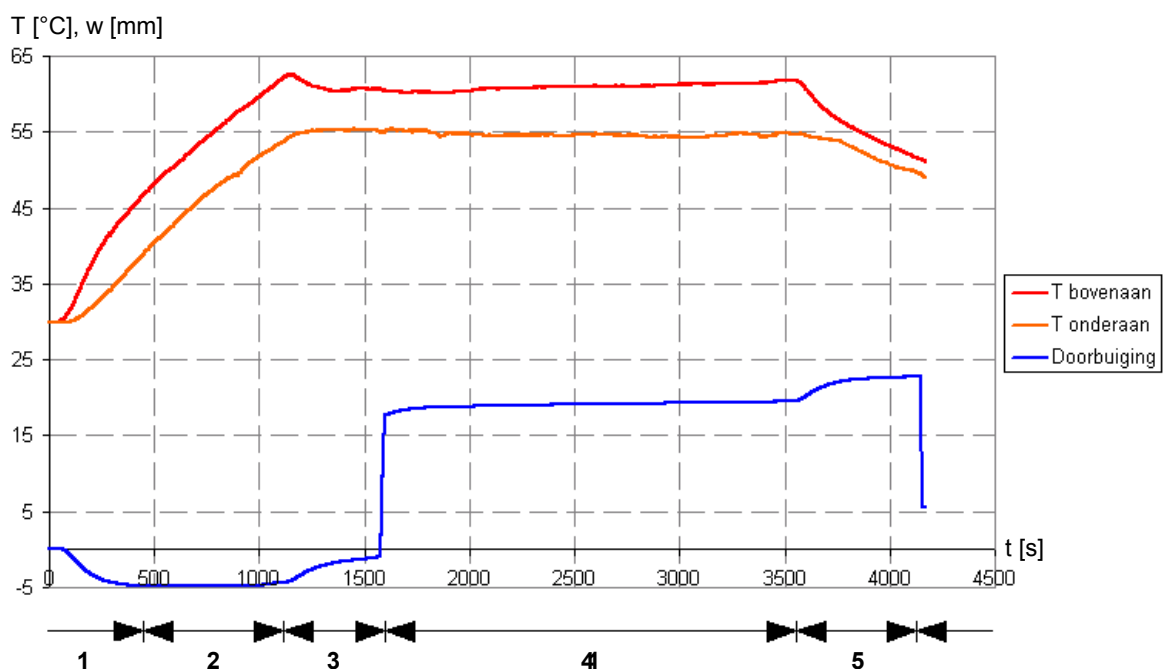


Fig.5.9: Typische buigproef voor het proefstuk A1.

4.2.2. Verplaatsing ten gevolge van de temperatuursgradiënt

De kromming die ontstaat ten gevolge van het temperatuursverschil dat zich instelt over de dwarsdoorsnede is toe te schrijven aan twee effecten. Enerzijds is de gemiddelde temperatuur van beide glasplaten verschillend, zoals wordt weergegeven in figuur 5.10 (cfr. infra). Door het verband dat tot stand wordt gebracht door de tussenlaag ontstaat hierdoor een eerste kromming. Aangezien dit effect er niet zou zijn als de glasplaten wrijvingsloos gestapeld waren, waardoor ze vrij over elkaar konden schuiven, neemt dit effect af met afnemende stijfheid van de tussenlaag.

Anderzijds bestaat over elke individuele glasplaat een bepaald lineair temperatuursverloop waardoor deze een kromming aanneemt. Aangezien het niet duidelijk is of beide effecten apart kunnen berekend worden en daarna gesuperponeerd, lijkt een numerieke benadering aangewezen.

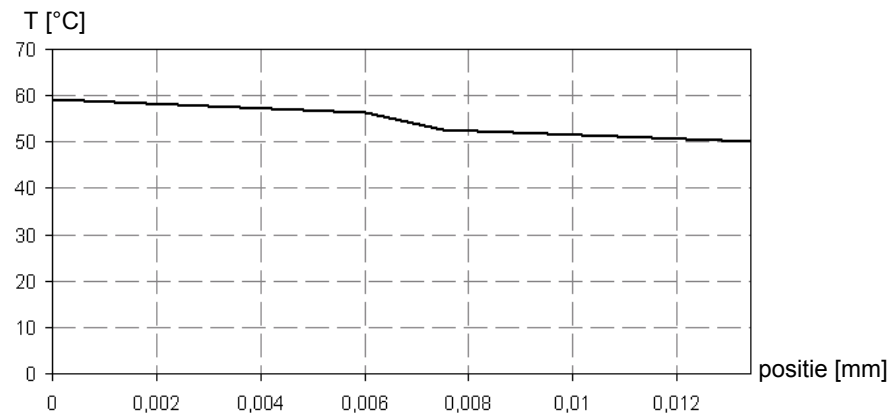


Fig.5.10: Stuksgewijs temperatuursverloop over de dwarsdoorsnede zoals berekend in hoofdstuk 4.

In figuur 5.11 wordt op vertrokken schaal de uitzetting weergegeven die zou ontstaan indien de beide glasplaten een constante maar onderling verschillende temperatuur zouden hebben. In figuur 5.12 wordt opnieuw op vertrokken schaal de uitzetting weergegeven die ontstaat door combinatie van beide bovenvermelde effecten.

Aangezien de kromming een gevolg is van opwarming van het proefstuk moet er ook rekening gehouden worden met de minder goed verwarmde gedeelten van de ligger. De positie van deze gedeelten is afhankelijk van de specifieke opstelling van de verwarmingselementen. Daarnaast neemt de grootte van het verwarmde gedeelte van de ligger traag toe in de tijd door de thermische geleidbaarheid van het glas in de lengterichting.

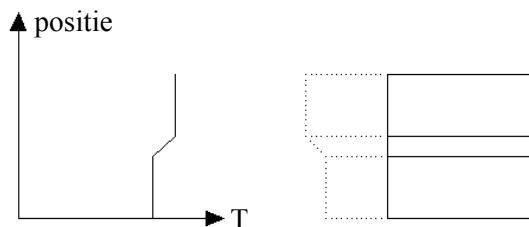


Fig.5.11: Uitzetting door temperatuursgradiënt over de glasplaten.

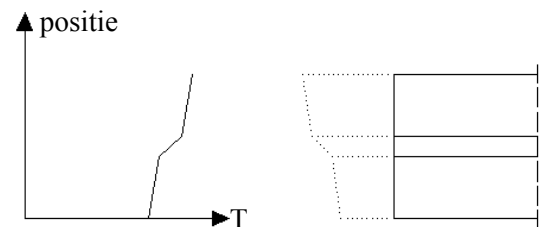


Fig.5.12: Uitzetting door temperatuursgradiënt over de volledige doorsnede.

4.2.2.1. Theoretische benadering

Een theoretische benadering van de verplaatsing ten gevolge van de temperatuursgradiënt die over de dwarsdoorsnede heerst, kan bekomen worden door de invloed van de tussenlaag te verwaarlozen. Wetende dat de temperatuur lineair varieert binnen een glasplaat, wordt daarnaast verondersteld dat de vorm van de dwarsdoorsnede behouden blijft en loodrecht blijft staan op het buitenoppervlak.

De lengte L_1 van de bovenkant van de bovenste glasplaat kan geschreven worden in functie van de lengte L_2 van de onderkant van de onderste glasplaat, de thermische uitzettingscoëfficiënt en het temperatuursverschil ΔT tussen boven- en ondervlak.

$$L_2 = L_1 + L_1 \cdot 9 \times 10^{-6} \cdot \Delta T \quad (5.1)$$

$$R_2 = R_1 + d \quad (5.2)$$

De lengtes van de bovenkant en onderkant van de gelamineerde glasplaat kunnen ook uitgedrukt worden in functie van de hoek \mathcal{G} die de openingshoek vormt tussen de twee einddwarsdoorsneden van de gelamineerde glasplaat:

$$L_1 = \mathcal{G} \cdot R_1 \quad (5.3)$$

$$L_2 = \mathcal{G} \cdot R_2 \quad (5.4)$$

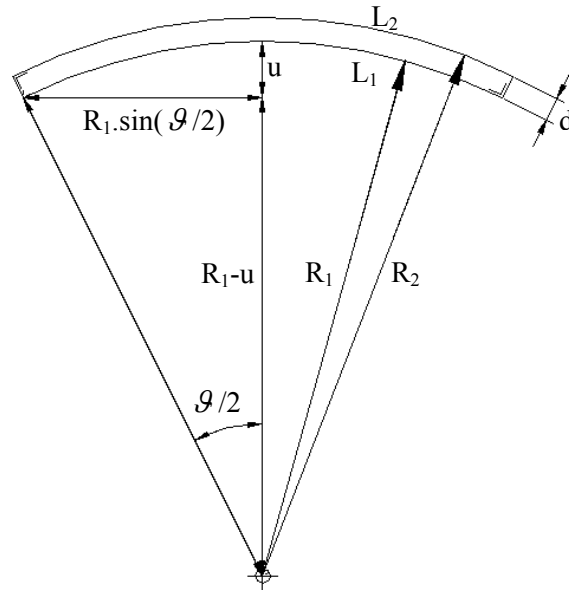


Fig.5.13: Theoretische benadering van de kromming ten gevolge van de temperatuursgradiënt.

De twee vergelijkingen (5.3) en (5.4) vormen na substitutie van (5.1) en (5.2) in (5.4) een stelsel van twee vergelijkingen met twee onbekenden R_1 en \mathcal{G} . Het oplossen van dit stelsel levert de volgende uitdrukkingen:

$$R_1 = \frac{d}{9 \times 10^{-6} \cdot \Delta T} \quad (5.5)$$

$$\mathcal{G} = \frac{L_1 \cdot 9 \times 10^{-6} \cdot \Delta T}{d} \quad (5.6)$$

Uiteindelijk kan de doorbuiging die ontstaat ten gevolge van de kromming door het temperatuursverschil uitgedrukt worden in functie van de dikte d , de lengte L_1 en het temperatuursverschil ΔT :

$$u = R_1 - \sqrt{R_1^2 - \left(R_1 \cdot \sin\left(\frac{\mathcal{G}}{2}\right) \right)^2} \quad (5.7)$$

$$u = \frac{d}{9 \times 10^{-6} \cdot \Delta T} \left(1 - \sqrt{1 - \left(\sin\left(\frac{L_1 \cdot 9 \times 10^{-6} \cdot \Delta T}{2 \cdot d}\right) \right)^2} \right) \quad (5.8)$$

Wanneer verondersteld wordt dat de proefstukken van 3m lengte over hun volledige lengte gelijkmatig verwarmd zijn, worden de volgende resultaten bekomen. Met een individuele glasplaatdikte van 6mm komt een temperatuursverschil van 5°C over de volledige doorsnede van de gelamineerde ligger overeen met een temperatuurgradiënt van 1,57°C over een enkelvoudige glasplaat. Hiermee wordt een extra verplaatsing bekomen van ongeveer 2,65mm. Aangezien de uitdrukking (5.8) lineair is met ΔT levert elke extra graad temperatuursverschil over de dwarsdoorsnede dus een extra verplaatsing van 0,53mm op.

Wanneer er echter rekening wordt gehouden met minder goed verwarmde zone van ongeveer 200mm aan elk uiteinde, worden de volgende resultaten bekomen. De kromming van een imaginaire ligger van 2,6m wordt berekend. Door de gevonden helling aan het uiteinde te vermenigvuldigen met de lengte van het recht gebleven stuk kan de volledige extra verplaatsing bekomen worden die in dit geval 2,60mm bedraagt en licht afwijkt van 2,65mm.

Beide resultaten leveren slechts een grootteorde van de te verwachten extra verplaatsing ten gevolge van de temperatuurgradiënt aangezien er geen rekening gehouden wordt met de invloed van de tussenlaag. Wanneer er echter vergeleken wordt met de experimenteel opgemeten verplaatsingen, blijkt de overeenkomst relatief goed. Net voor het einde van de proef van het proefstuk A1 bedraagt het temperatuursverschil 6,7°C terwijl dit op het einde van de proef slechts 2,1°C meer bedroeg zodat de afname overeenkwam met 4,6°C. De opgemeten verplaatsing was 3,31mm. Dit laat vermoeden dat de bijdrage van de tussenlaag tot de verplaatsing ten gevolge van de temperatuurgradiënt beperkt is.

4.2.2.2. Numerieke berekening

Er werd een numeriek model geprogrammeerd waarbij de temperaturen van elk glasoppervlak dienden te worden ingegeven. Dit zijn zowel de buitenoppervlakken als de oppervlakken die grenzen aan de tussenlaag. Er werd aangenomen dat het temperatuursverloop stukgewijs lineair verloopt over de dwarsdoorsnede in de stationaire toestand. De resultaten van de volledig verwarmde liggers kwamen goed overeen met de theoretisch bepaalde waarden. Daarnaast brachten de berekeningen opnieuw een lineair verband aan het licht tussen het temperatuursverschil over de doorsnede en de daardoor veroorzaakte extra verplaatsing voor een gegeven, constante waarde van de glijdingsmodulus.

Het is echter niet eenvoudig om in het numerieke model op een goede manier rekening te houden met de slecht verwarmde uiteinden. Daarnaast brachten een aantal eerste berekeningen aan het licht dat de resultaten sterk afhankelijk waren van de lengte van de minder goed verwarmde uiteinden omdat de gevonden verplaatsingen aan de kleine kant waren. Daardoor werd het nut van een numeriek model aanzienlijk gereduceerd vanwege de onzekerheid omtrent deze lengten.

Aangezien zowel het theoretische als het numerieke model aan het licht brachten dat de extra verplaatsing lineair evenredig is met de temperatuurgradiënt, wordt ervoor geopteerd de experimentele metingen zelf als basis te gebruiken voor de correctie. Op het einde van de proef worden de stralers uitgeschakeld, hiermee gaat een daling van de temperatuurgradiënt en een extra doorbuiging gepaard. Op basis hiervan wordt de extra verplaatsing berekend die overeenkomt met de resterende temperatuurgradiënt.

4.2.3. Ogenblikkelijke en uiteindelijke doorbuiging

In totaal werden 48 buigproeven uitgevoerd met de reeks A. Aangezien het niet mogelijk was de doorbuiging ten gevolge van het eigengewicht en de last van het juk zelf te bepalen bij het begin van de proef, is er naast de correctie voor de temperatuursgradiënt een tweede correctie noodzakelijk. Door de afname van de glijdingsmodulus op hoge temperatuur en in de tijd neemt de doorbuiging ten gevolge van het eigengewicht en het gewicht van het juk toe. Deze extra doorbuiging zit vervlochten in de opgemeten doorbuigingen.

De meetgegevens worden aangepast op volgende wijze: eerst wordt de doorbuiging en het temperatuursverschil op het einde van de proef bepaald. Op basis hiervan wordt een correctie voor de resterende temperatuursgradiënt berekend. De extra doorbuiging die ontstaat door het eigengewicht en het juk wordt bepaald op basis van de theoretische eerste-ordebenadering en de afname van de glijdingsmodulus volgens de relaxatiecurve uit hoofdstuk 3. Deze doorbuiging wordt van de resultaten getrokken om de doorbuiging ten gevolge van de last van 70N te bekomen, zoals ze staan weergegeven in figuur 5.14.

Uiteindelijk moet de auteur benadrukken dat er onzekerheid blijft bestaan over de ‘correcte’ grootte van de verplaatsing ten gevolge van de last van 70N aangezien er veel factoren een rol spelen. Er wordt hier dan ook reeds verwezen naar paragraaf 4.3 waar deze tekortkomingen worden tenietgedaan.

De proefstukken A1 en A3 werden eerst verwarmd tot op een temperatuur van ongeveer 58°C in de tussenlaag en vervolgens belast met 70N. De proefstukken A2 en A4 werden eerst belast bij 25°C en vervolgens opgewarmd tot 58°C. Het ligt dan ook binnen de verwachting dat de doorbuiging bij belasting van de proefstukken A1 en A3 groter zou zijn dan deze bij A2 en A4. Het theoretisch verschil bedraagt 0,90mm terwijl het gemiddelde, gemeten verschil 1,09mm bedraagt.

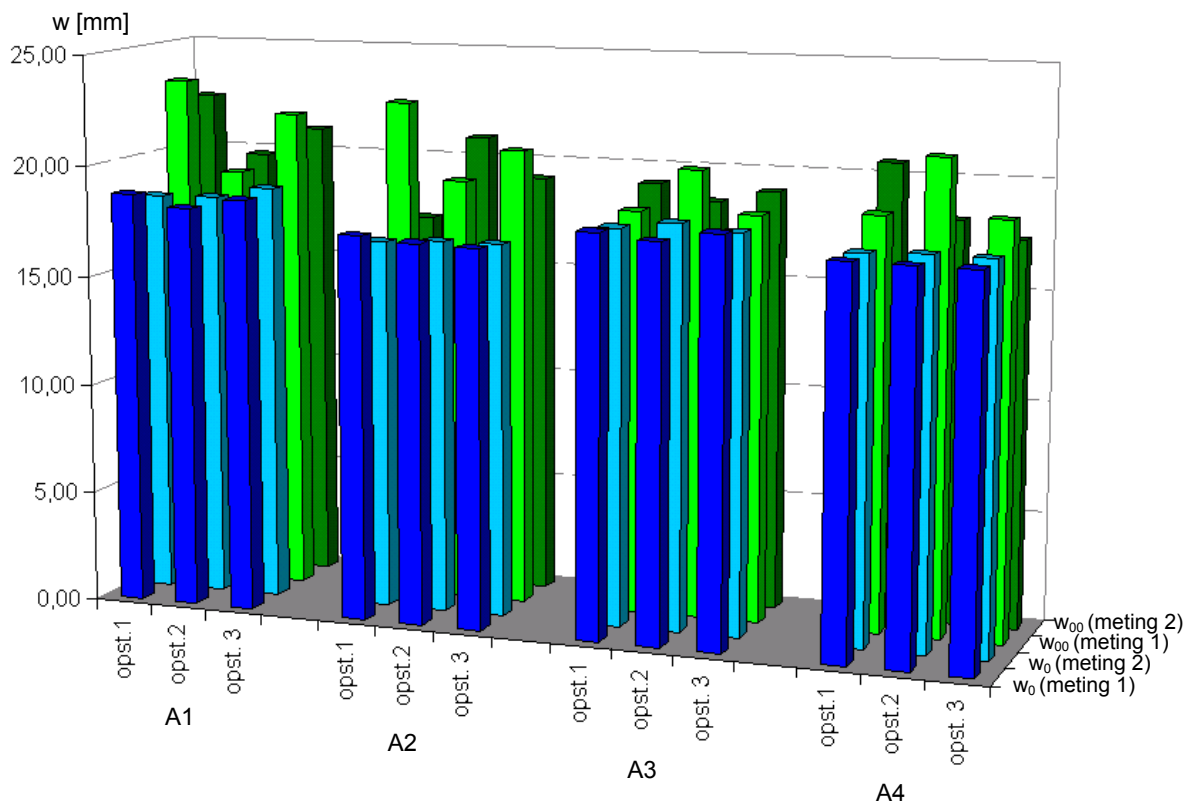


Fig.5.14: Gecorrigeerde initiële en uiteindelijke doorbuiging van de reeks A.

De spreiding op de waarden van de uiteindelijke doorbuiging is veel groter dan deze op de initiële doorbuiging. De verschillen in de uiteindelijke doorbuiging zijn klein waardoor men zou kunnen stellen dat de plaats van de minder goed verwarmde delen geen belang heeft. Vanwege de grote spreiding op de resultaten, is het echter niet mogelijk deze bewering hard te maken.

		$w_{0,gem}$ [mm]	s_0 [mm]	afw. [%]	$w_{00,gem}$ [mm]	s_{00} [mm]	afw. [%]	$G_{00,exp}$ [MPa]
opst. 1	A1-A3	18,25	0,36	1,37	20,81	2,45	7,47	1,60
	A2-A4	17,20	0,32	0,17	19,74	2,43	1,97	2,20
opst. 2	A1-A3	18,15	0,25	1,92	19,41	0,74	0,26	2,60
	A2-A4	17,20	0,23	0,20	19,88	1,45	2,68	2,10
opst. 3	A1-A3	18,45	0,42	0,28	20,09	1,68	3,77	2,00
	A2-A4	17,18	0,24	0,03	18,99	1,37	1,91	3,20

Tabel 5.3: Samenvatting experimenteel bepaalde ogenblikkelijke en uiteindelijke doorbuiging.

In de tabel 5.3 zijn de experimenteel opgemeten waarden opgenomen samen met hun afwijking van de corresponderende resultaten van de eerste-ordebenadering besproken in hoofdstuk 3. Voor een last van 70kg bedraagt de initiële doorbuiging 17,17mm bij 25°C ($G_{1s,25°C} = 116N/mm^2$) en 18,07mm bij 58°C ($G_{1s,58°C} = 4,35N/mm^2$). De uiteindelijke doorbuiging zou 19,36mm moeten bedragen ($G_{1500s,58°C} = 2,64N/mm^2$). De gemeten gemiddelde waarden zijn bijna alle groter dan deze waarden waardoor de overeenkomstig berekende waarden van de glijdingsmodulus kleiner zijn dan theoretische 2,54N/mm².

Alle meetgegevens zijn terug te vinden in bijlage D. Opvallend is dat tien van de 48 uiteindelijke doorbuigingen groter zijn dan 20,05mm die de doorbuiging is die overeenkomt met een glijdingsmodulus van 2N/mm². De spreiding op de resultaten is echter te groot om hieruit te besluiten dat de ondergrens van 2N/mm², vooropgesteld door de producent DuPont, ongegrond is. In paragraaf 4.3. wordt dieper ingegaan op dit vraagstuk.

4.2.4. Plastische vervormingen

Zoals reeds bleek uit figuur 5.9 (cfr. supra) blijft er bij het ontlasten een residuële doorbuiging over. Deze werd vastgesteld bij alle proefstukken van de reeks A. Deze bevinding laat vermoeden dat het gedrag van de te tussenlaag niet volledig visco-elastisch is, maar deels plastisch.

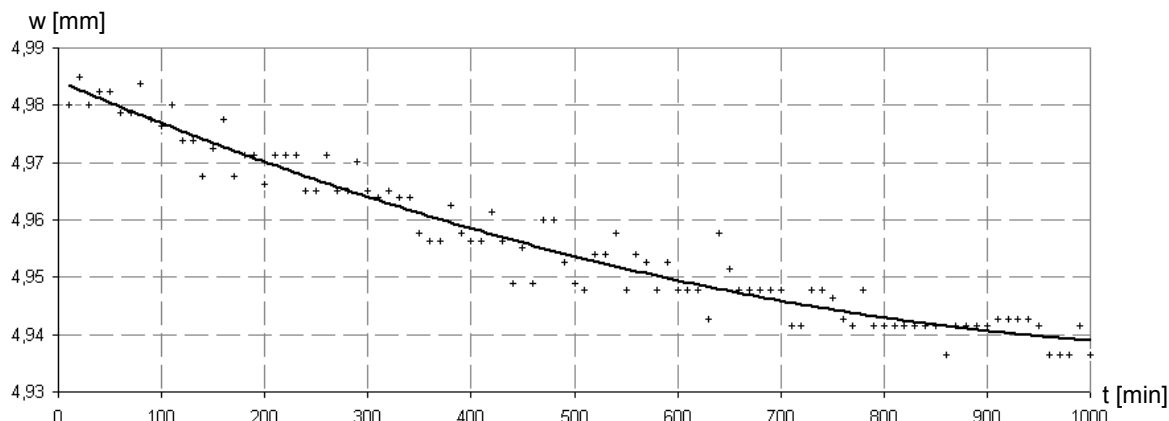


Fig.5.15: Afname van de residuële doorbuiging in de tijd voor het proefstuk A3.

Dit zou echter een voorbarige conclusie zijn. In hoofdstuk 2 werd namelijk reeds vermeld dat het een tijd kan duren voordat de tussenlaag zijn oorspronkelijk vorm terugneemt aangezien het over elkaar glijden van de molecuulkettingen tegen het omgekeerd visceus glijden dient te gebeuren. Daarom werden in het kader van deze studie een drietal langeduurproeven uitgevoerd met als doel te verifiëren of het proefstuk zijn oorspronkelijke vorm terug inneemt na ontlasten. De lasten van het eigengewicht en het juk blijven natuurlijk permanent aanwezig zodat steeds een bepaalde doorbuiging blijft bestaan.

Zoals blijkt uit figuur 5.15 (cfr. supra) voor proefstuk A3 veert het proefstuk inderdaad terug, maar dit uitzonderlijk traag. Verder onderzoek is dan ook aangewezen om te bepalen of het proefstuk volledig terugkeert naar zijn oorspronkelijk vorm of dat er een permanente vervorming blijft bestaan. Het feit dat de proefstukken lange tijd na het uitvoeren van een bepaalde proef een blijvende residuële vervormingen blijven behouden, zorgt ervoor dat, indien men een proefstuk voor meerdere proeven gebruikt en men tevens de initiële vormfout nodig heeft, men deze veiligheidshalve telkens opnieuw moet meten.

4.3. Resultaten reeks B

4.3.1. Algemeen

In hoofdstuk 3 werd reeds vermeld dat de Maxwell-reeks, volgens de fabrikant, het relaxatiegedrag van SGP op onvoldoende wijze beschrijft bij zeer lange belastingstijden. Kruipproeven zouden op een ondergrens van 2N/mm^2 gewezen hebben. Een aantal van de resultaten uit de tweede reeks buigproeven wijst echter in een andere richting. Het doel van de derde reeks buigproeven was te trachten de vooropgestelde ondergrens te verifiëren. Daarvoor is zelfs bij hoge temperatuur (55°C) een lange belastingsduur (zeven uur) noodzakelijk.

Een tweede reden om een extra reeks buigproeven uit te voeren was de grote spreiding op de voorgaande resultaten van de tweede reeks buigproeven. De auteur was ervan overtuigd dat het mogelijk moest zijn om betere resultaten te bekomen door enkele wijzigingen aan te brengen aan de proefopstelling. Door technische problemen zijn er geen resultaten beschikbaar van het proefstuk B3.

4.3.2. Initiële doorbuiging onder eigengewicht en juk

Een eerste verschil met de voorgaande proeven is, dat de initiële doorbuiging ten gevolge van eigengewicht en het gewicht van het juk wordt bepaald met behulp een extra inductieve meter. Daartoe wordt eerste het peil van een referentielat bepaald en vervolgens het peil van de ligger onder eigengewicht en juk. Met de kennis van de afmetingen van de verschillende onderdelen is het vervolgens mogelijk de doorbuiging te bepalen. Er moet echter ook rekening gehouden worden met de vormfout van zowel de ligger als de referentielat.

Om de vormfout van de stalen referentielat te bepalen worden twee metingen verricht waarbij de lat bij de tweede meting wordt omgedraaid. Het halve verschil geeft onmiddellijk de vormfout. Het gemiddelde van drie dergelijke metingen, levert een initiële vormfout van $1,51\text{mm}$. Ten slotte moet nog rekening gehouden worden met de doorbuiging van de referentielat zelf.

Hiervoor wordt de theoretische waarde van 2,74mm in rekening gebracht. De resultaten zijn samen met hun theoretische referentiewaarden en bijhorende procentuele afwijking weergegeven in tabel 5.4. De eerste theoretische waarde komt overeen met een proefstuk met twee glasplaten van 6mm en een tussenlaagdikte van 1,28mm, de tweede met een proefstuk met twee glasplaten van 5,88mm en een tussenlaag van 1,52mm (cfr. paragraaf 2).

	w_{exp} [mm]	vormfout [mm]	w_{cor} [mm]	$w_{theo\ 1}$ [mm]	afw. [%]	$w_{theo\ 2}$ [mm]	afw. [%]
B1	19,74	-0,69	20,28	19,42	4,43	19,25	5,35
B2	22,00	-3,85	19,38	19,42	0,21	19,25	0,68
B4	20,62	-3,35	18,50	19,42	4,75	19,25	3,91
B5	20,67	-2,74	19,16	19,42	1,34	19,25	0,47

Tabel. 5.4: Bepaling van de initiële doorbuiging van de reeks B.

4.3.3. Ogenblikkelijke en uiteindelijke doorbuiging

Een tweede verschil was de duur van de proeven en deels het tijdstip. Met de ervaring die opgedaan was tijdens de buigproeven in paragraaf 4.2 was het namelijk mogelijk om het ingaand vermogen van de verwarmingselementen zodanig in te stellen dat de temperatuur van het proefstuk nagenoeg constant bleef. Hierdoor kon de proefstand een hele nacht door meten waardoor verschillende ongewenste invloedsfactoren geëlimineerd werden.

In figuur 5.16 wordt de gemiddelde temperatuur en het temperatuursverschil over de ligger in het midden weergegeven. Het temperatuursverschil over de doorsnede blijft nagenoeg constant gelijk aan vier graden en wordt op het einde van de proef geminimaliseerd zodat geen correctie meer nodig is betreffende de temperatuursgradiënt. De gemiddelde temperatuur schommelt rond de 55°C. Dit is het gevolg van de wisselende omgevingstemperatuur gedurende de nacht. Het ingaand vermogen van de verwarmingselementen werd zodanig ingesteld dat in het begin van de proef de temperatuur iets te hoog was zodat net voor zonsopkomst, wat overeenkomt met de laagste omgevingstemperatuur, de gemiddelde temperatuur niet teveel was afgenomen. Na zonsopkomst neemt de temperatuur weer toe.

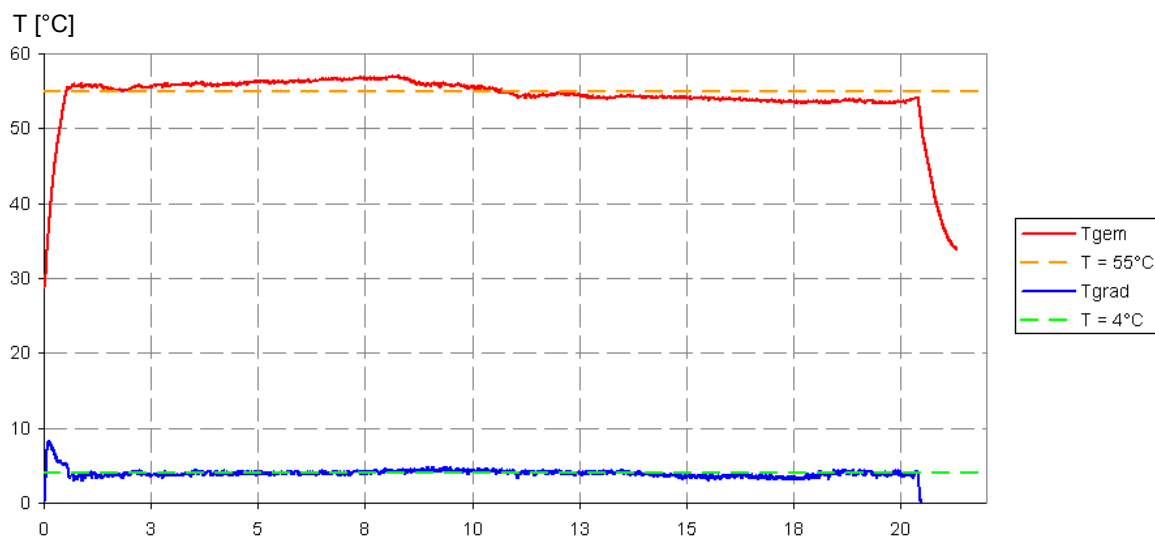


Fig. 5.16: Typisch temperatuursverloop voor het proefstuk B4.

Een kleine daling van de temperatuur van de tussenlaag, zorgt ervoor dat de proef heel wat langer moet duren om de theoretische ondergrens volgens de Maxwell-reeks te bereiken. Bij 55°C bedraagt de glijdingsmodulus na $2,2E4s$ ongeveer $1,99N/mm^2$, wat overeenkomt met een belastingsduur van ongeveer zes uur. Bij 53°C echter, die de laagst gemeten temperatuur is, bedraagt de glijdingsmodulus na $5,7E4s$ ongeveer $1,99N/mm^2$, wat overeenkomt met een belastingsduur van ongeveer 16 uur. De proeftijd bedroeg steeds ongeveer 20 uur, wat dus steeds voldoende is. In het vervolg wordt uitgegaan van een constante temperatuur van 55°C gedurende de proef.

De theoretische doorbuiging van een proefstuk bestaande uit twee glasplaten van 6mm dikte en een tussenlaagdikte van 1,28mm (cfr. paragraaf 2), indien de ondergrens van $2N/mm^2$ bedraagt, meet 49,31mm. Hiervan is 17,01mm afkomstig van de doorbuiging ten gevolge van het eigengewicht en 32,31mm van de doorbuiging veroorzaakt door de last met een massa van 14,666kg. Deze massa is samengesteld uit de massa van het juk (2,166kg) en de massa van de last (12,500kg).

In hoofdstuk 3 werd erop gewezen dat de doorbuiging sterk toeneemt van zodra de glijdingsmodulus onder de $2N/mm^2$ zakt. Een kleine afwijking in de glijdingsmodulus zal dan ook onmiddellijk resulteren in een veel grotere doorbuiging. Indien de Maxwell-reeks van Bennisson wel een goede basis vormt voor het werkelijke relaxatiegedrag van de tussenlaag, dan bedraagt de glijdingsmodulus na 19,30u bij 55°C slechts $0,87N/mm^2$ wat overeenkomt met een theoretische doorbuiging van 56,46mm, wat significant groter is dan 49,31mm.

Het verplaatsingsverloop in de tijd van alle proefstukken van de reeks B, is weergegeven in figuur 5.17. Het verloop van de curven is volledig gelijkaardig aan deze uit paragraaf 4.2.1.

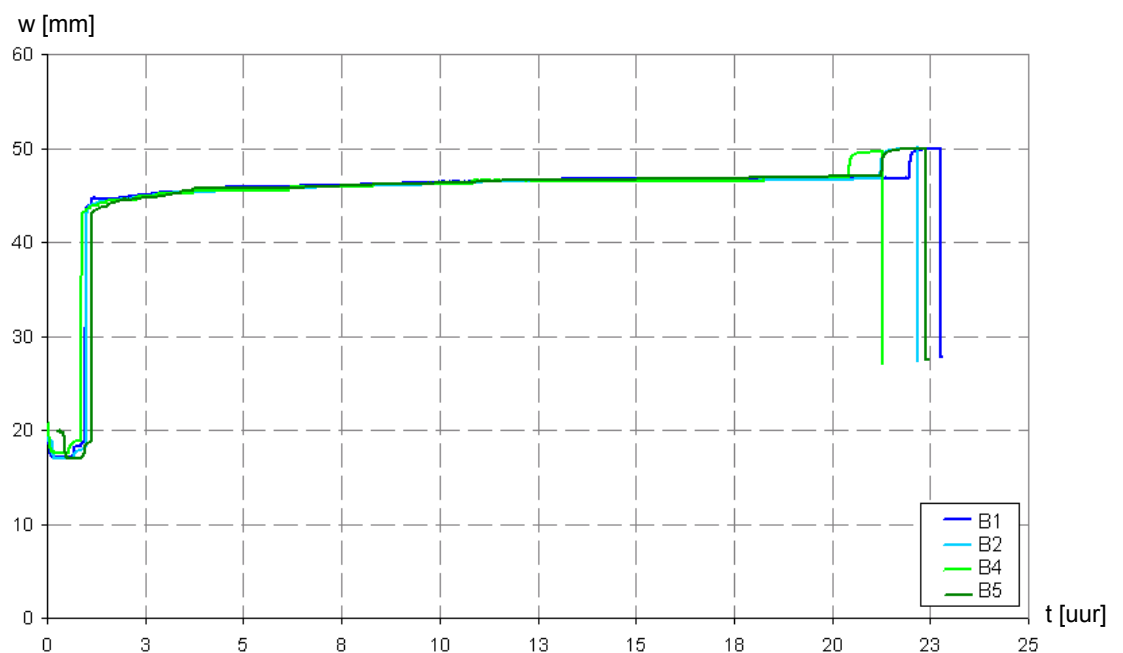


Fig. 5.17: Verplaatsingsdiagrammen voor de proefstukken van de reeks B.

In figuur 5.18 (cfr. infra) wordt de doorbuiging net na belasten en de doorbuiging net voor ontlasten op het einde van de proef weergegeven evenals de theoretische waarde van een proefstuk bestaande uit twee glasplaten van 6mm dikte en een tussenlaagdikte van 1,28mm. Opvallend is dat de spreiding heel wat kleiner is dan deze in figuur 5.14, wat onmiddellijk de betrouwbaarheid en reproduceerbaarheid van deze resultaten verhoogt. De standaardafwijking op de initiële doorbuiging bedraagt 0,57mm en deze op de uiteindelijke doorbuiging slechts 0,19mm.

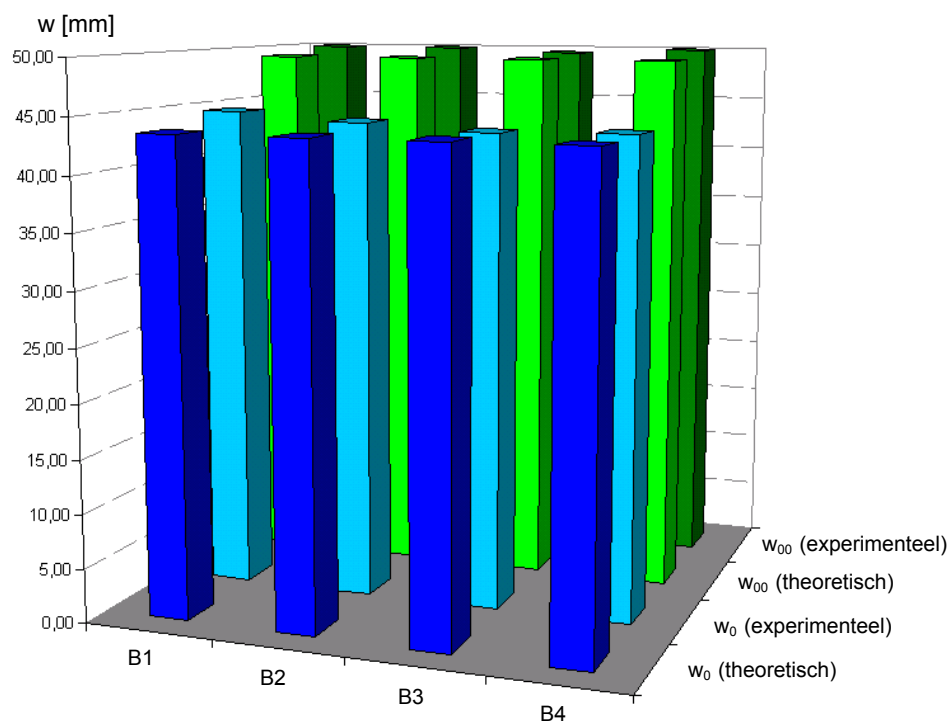


Fig. 5.18: Initiële en uiteindelijke doorbuigingen van de reeks B.

Er kunnen enkele belangrijke besluiten getrokken worden. Enerzijds is de doorbuiging veel kleiner dan deze volgens het model van Bennison. De producent merkt dus terecht op dat deze Maxwell-reeks het gedrag op lange termijn niet meer nauwkeurig beschrijft. Anderzijds is de totale doorbuiging net iets groter dan de theoretische doorbuiging van een proefstuk met twee glasplaten van 6mm en een tussenlaagdikte van 1,28mm met een glijdingsmodulus van 2N/mm². Het is dus mogelijk dat de ondergrens van 2N/mm², zoals vooropgesteld door de producent DuPont, te optimistisch is. Een uitgebreidere meetcampagne, eventueel met het opmeten van de glasdiktes voor het laminatieproces, is echter aangewezen.

	w ₀₀ [mm]	w _{00,theo 1} [mm]	afw. [%]	G _{00,exp 1} [MPa]	w _{00,theo 2} [mm]	afw. [%]	G _{00,exp 2} [MPa]
B1	49,99	49,31	1,38	1,79	50,05	0,12	2,02
B2	49,96	49,31	1,32	1,80	50,05	0,18	2,03
B4	49,59	49,31	0,57	1,91	50,05	0,92	2,15
B5	49,95	49,31	1,30	1,80	50,05	0,20	2,03

Tabel 5.5: Initiële en uiteindelijk doorbuiging voor de reeks B.

De overeenkomst tussen de theoretische resultaten en de opgemeten waarden is verbazend goed. Des te meer indien men zich herinnert dat de uiteinden van de proefstukken niet degelijk verwarmd werden.

4.4. Besluit

Vanuit het theoretisch standpunt werd reeds aangetoond dat de verplaatsing bij buiging om de zwakke as weinig toeneemt in de tijd voor liggers met een tussenlaag van SGP doordat de glijdingsmodulus nooit kleiner is dan 2N/mm². Het is dan ook noodzakelijk om de buigproeven zo nauwkeurig mogelijk uit te voeren.

Vanuit een praktisch standpunt is dit echter niet eenvoudig. In tegenstelling met klassieke buigproeven, speelt hier de extra dimensie ‘temperatuur’ een voorname rol. Daar waar belasting en randvoorwaarden makkelijk te controleren zijn, is dit veel moeilijker voor de temperatuur. Vele factoren kunnen een invloed hebben op zowel de gemiddelde temperatuur als de temperatuursgradiënt die zich instelt over de dwarsdoorsnede.

De buigproeven op de reeks A brengen aan het licht dat er weinig invloed is van de positie van de verwarmingselementen op de doorbuiging. Aangezien de theoretisch verwachte verschillen echter reeds klein zijn en de spreiding op de resultaten verhoudingsgewijs groot is, is het niet mogelijk deze bevinding hard te maken. Daarnaast zou dit besluit enkel van toepassing zijn voor buiging om de zwakke as. Of deze invloed eveneens verwaarloosbaar is bij het kippen van gelamineerde liggers kan niet bevestigd worden op basis van de resultaten van de buigproeven.

De buigproeven op de reeks B laten zien dat het mogelijk is om proeven met een hoge nauwkeurigheid uit te voeren, indien men de proef nauwgezet en voldoende lang uitvoert. De resultaten van deze reeks bevestigen dat de Maxwell-reeks van Bennison niet in staat is het relaxatiegedrag op lange termijn van SGP te beschrijven. Bovendien wijzen de eerste resultaten op een ondergrens van ongeveer 2N/mm^2 . Een uitgebreidere meetcampagne is echter noodzakelijk om hiervoor een sluitend bewijs te leveren.

Ten slotte hebben de buigproeven een effect aan het licht gebracht dat eigen is aan de verwarmingsmethode. Eenzijdige verwarming veroorzaakt een temperatuursgradiënt over de doorsnede waardoor het proefstuk een kromming aanneemt en dus de opgemeten verplaatsingen beïnvloedt. Dit effect wordt verder onderzocht in de volgende paragraaf.

5. Experimentele studie van de vormfout

5.1. Beschrijving van de proef

5.1.1. Doelstelling

Doordat de verwarmingselementen zich aan één zijde van het proefstuk bevinden, ontstaat er een temperatuursgradiënt over de dwarsdoorsnede die een kromming van het proefstuk teweegbrengt. Dit verschijnsel werd reeds vermeld in paragraaf 4. Het doel van deze paragraaf is dit effect meer in detail te bestuderen

5.1.2. Proefopstelling

De proefopstelling die gebruikt werd om de vormfout van gelamineerde glazen liggers te bepalen, staat opgesteld in de proefruimte van het Laboratorium voor Modelonderzoek en werd ontwikkeld door Belis [21]. In deze paragraaf komen kort enkele belangrijke kenmerken van deze proefopstelling, die weergegeven is figuur 5.19 (cfr. infra), aan bod. Voor meer specifieke informatie wordt verwezen naar bovengenoemde auteur.

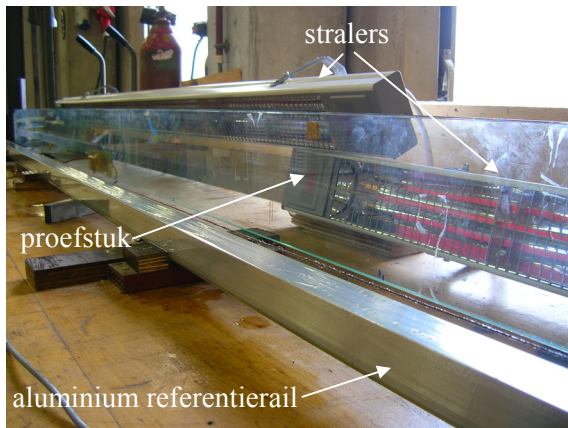


Fig. 5.19: De proefstand om de vlakheid bij hogere temperatuur te meten.

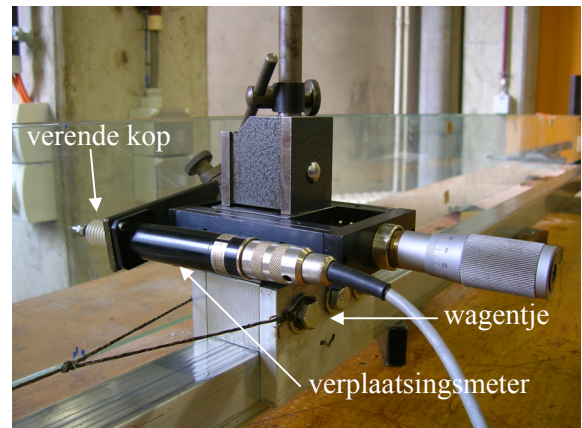


Fig. 5.20: Detail van het wagentje met zacht afgeveerde inductieve meter

Het proefstuk wordt in een verticaal vlak gemonteerd langsheen de opstelling. Deze bestaat uit een zacht afgeveerde inductieve meter die op halve hoogte over de glazen ligger beweegt (zie figuur 5.20). Hiertoe wordt een wagentje glijdend voortgetrokken over een vlakgeslepen, geoliede, massieve aluminiumstaaf. De verwarmingselementen worden aan de tegenovergestelde zijde van het proefstuk geplaatst op een afstand van ongeveer 250mm volgens opstelling 1 zoals deze in figuur 5.8 (cfr. supra) werd weergegeven. Op een drietal tijdstippen wordt de initiële vorm van het proefstuk geregistreerd.

5.1.3. Meetnauwkeurigheid

De nauwkeurigheid van de vorm is afhankelijk van verschillende factoren zoals de meetnauwkeurigheid van de meetapparatuur, de globale hoekverdraaiing van de referentieas ten opzichte van de koorde tussen de steunpunten van het glas en de vormfouten van de referentieas zelf. Volgens Belis bedraagt de nauwkeurigheid 0,01mm. Voor de nauwkeurigheid van de temperatuursmetingen wordt verwezen naar paragraaf 3.1.3.

5.2. Resultaten

In figuur 5.21 (cfr. infra) wordt de opgemeten vorm in het begin van de proef (bij 26°C), bij het bereiken van een constante temperatuursgradiënt (bij 40°C) en op het einde van de proef (bij 50°C) weergegeven. De verplaatsing ten gevolge van de temperatuursgradiënt is van dezelfde grootteorde als de initiële vormfout van de ligger. Bovendien komen de resultaten goed overeen met de verplaatsingen, opgemeten bij de buigproeven.

Belangrijk is echter dat bij de buigproeven de verplaatsing constant bleef na het bereiken van de constante temperatuursgradiënt, terwijl nu de verplaatsing nog licht toeneemt met stijgende gemiddelde temperatuur. Voor het proefstuk A3 bedraagt de opgemeten extra verplaatsing 0,71mm. Vooruitlopend op de resultaten van de kiproeven kan nu reeds vermeld worden dat dit effect, de toename van de vormfout met de gemiddelde temperatuur, ook werd waargenomen bij de verplaatsingsdiagrammen van de kiproeven. Het is dan ook merkwaardig dat dit effect niet werd waargenomen bij de buigproeven.

In figuur 5.9. (cfr. supra) werd duidelijk geïllustreerd dat bij de buigproeven de verplaatsing constant bleef van zodra de temperatuursgradiënt constant werd. Mogelijk treedt er een compensatie op tussen de opwaartse verplaatsing door de stijgende gemiddelde temperatuur en de neerwaartse verplaatsing onder eigengewicht en last van het juk bij dalende glijdingsmodulus. Indien men de grootteorde van beide verplaatsingen in overweging neemt, zou dit inderdaad het geval kunnen zijn.

Deze bevinding versterkt het nut van de methode die gehanteerd werd in paragraaf 4.3 om op het einde van de buigproef voldoende lang te wachten tot niet alleen de temperatuursgradiënt geminimaliseerd is maar bovendien de gemiddelde temperatuur ongeveer terug gelijk is aan de initiële temperatuur.

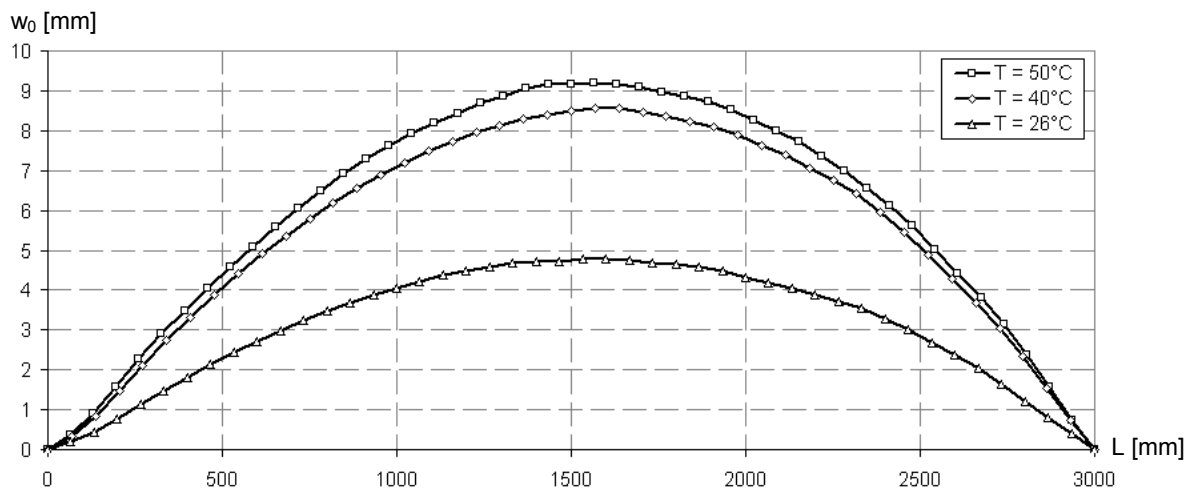


Fig.5.21: Vormfout voor het proefstuk A3 in functie van de temperatuur.

6. Experimentele studie van het kipgedrag

6.1. Beschrijving van de proef

6.1.1. Doelstelling

Het doel van deze proeven was de invloed van de temperatuur op het kipgedrag van gelamineerde liggers te achterhalen. In hoofdstuk 3 werd aangetoond dat liggers met een tussenlaag van SGP opvallend beter presteren dan liggers met een tussenlaag van PVB. Desalniettemin blijft het gedrag van liggers met een tussenlaag van SGP visco-elastisch waardoor de kiplast afhankelijk is van zowel belastingsduur als temperatuur.

In hoofdstuk 3 werd ook de relativiteit van de belastingsduur benadrukt. Door een kipproef op hogere temperatuur uit te voeren, wordt de relaxatiecurve van de tussenlaag sneller doorlopen waardoor een voorspelling kan gemaakt worden van de kiplast op lange termijn. Bij een proef die 1000s duurt bedraagt de glijdingsmodulus bij 25°C 33,5N/mm² en bij 55°C slecht 2,87N/mm² (zie verticale pijl in figuur 5.22 (cfr. infra)). Om eenzelfde waarde van de glijdingsmodulus te bekomen bij 25°C, zou de belastingsduur ongeveer 93 jaar moet bedragen (zie horizontale pijl in figuur 5.22 (cfr. infra)).

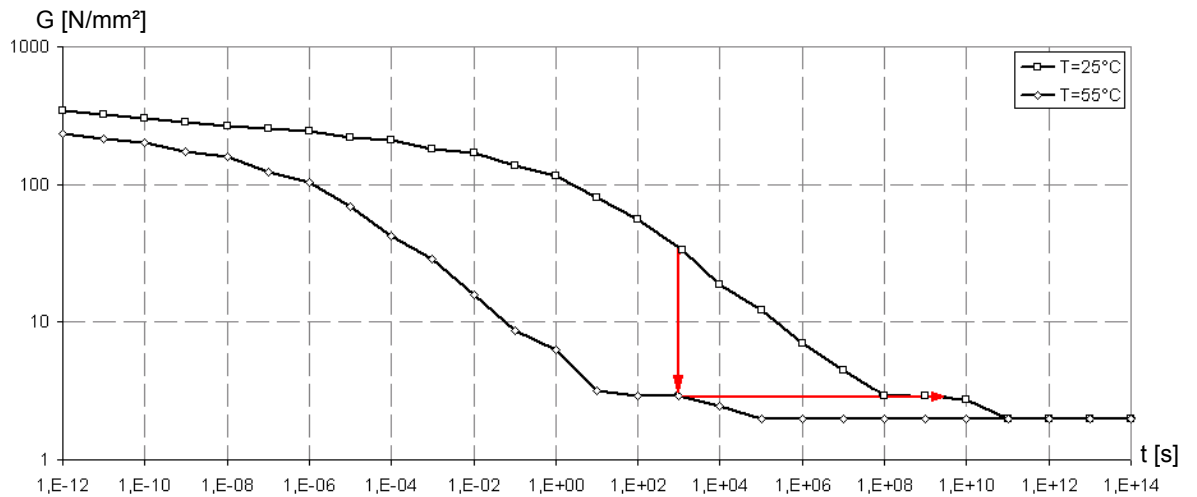


Fig.5.22: Relaxatiecurven van SGP bij 25°C en 55°C (dubbellogaritmisch diagram).

6.1.2. Proefopstelling

De proefopstelling die gebruikt werd om de kiplast van gelamineerde glazen liggers te bepalen, staat opgesteld in de proefruimte van het Laboratorium voor Modelonderzoek en werd ontwikkeld door Belis [21]. In deze paragraaf komen kort enkele belangrijke kenmerken van deze proefopstelling, die weergegeven is figuur 5.23, aan bod. Voor meer specifieke informatie wordt verwezen naar bovengenoemde auteur.

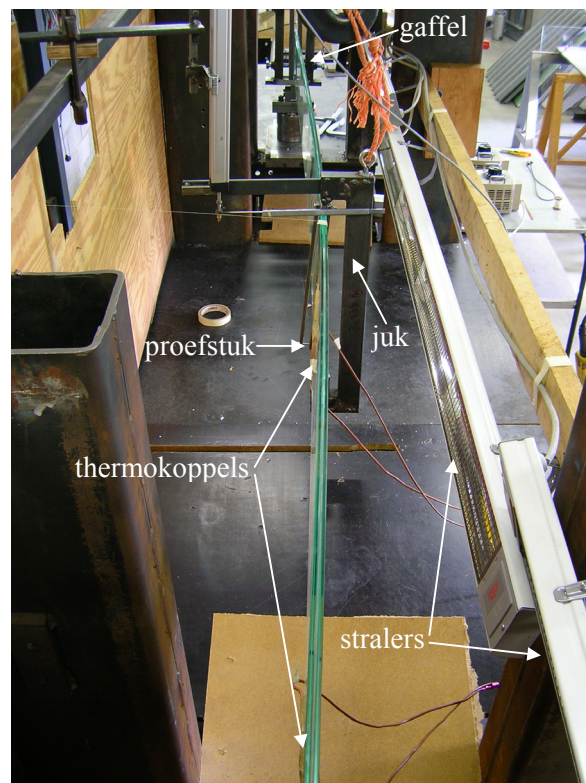


Fig.5.23: Overzicht van de kipopstelling tijdens het kippen van het proefstuk A1.

Om een goede overeenkomst te bekomen met de theoretische formules die vermeld werden in hoofdstuk 3 is de constructie van de steunpunten en het belastingsmechanisme van essentieel belang. De ideale gaffels vereisen een wrijvingsloze rotatiecapaciteit rond de verticale as.

Hiertoe wordt gebruik gemaakt van zware kogellagers om wrijving ten gevolge van de grote steunpuntsreacties te minimaliseren. Naast de rotatie om de verticale as, moet ook de rotatie rond een as loodrecht op voorvlak wrijvingsloos verlopen. Hiertoe wordt een stalen cilindertje tussen het glas en de oplegging geplaatst. Om vroegtijdige breuk ten gevolge van overdreven lokale spanningen in het glas te vermijden, worden tussen het glas en het cilindertje een staalplaatje en een rubberstrip voorzien. Ten slotte moet elke rotatie van de liggerdoorsnede aan de steunpunten rond de lengteas worden vermeden. Hiertoe worden het proefstuk tussen twee aanpasbare staalstrips geplaatst die met minimale druk met behulp van stelbouten wordt vastgezet. Op de contactvlakken van het staal en het glas wordt een mylar glijlaag aangebracht teneinde wrijving te verhinderen.

De theoretische modellen gaan uit van een belasting die niet van richting verandert tijdens het kippen van de ligger. Praktisch wordt de belasting aangebracht met een hydraulische vijzel onder de proefopstelling ter plaatse van de halve overspanning. Om geen terugroepende krachtcomponent te veroorzaken wordt de vijzel voorzien van een rolmechanisme waardoor de hij de zijdelingse verplaatsing van de ligger volgt.

De verwarmingselementen werden aan de 'voorzijde' van de bestaande kipopstelling opgesteld. Dit enerzijds vanuit praktische overwegingen en anderzijds om zekerheid te hebben betreffende de zin waarin de ligger zal uitkippen. In paragraaf 5 is reeds aan bod gekomen dat het proefstuk tijdens het opwarmen een bepaalde kromming aanneemt die van dezelfde grootteorde kan zijn als de initiële vormfout van de ligger.

Het is dan ook niet onmogelijk dat bij een plaatsing van de stralers aan de achterzijde, het proefstuk plots ook in die zin zou uitkippen. De verwarmingselementen worden in opstelling 1 zoals deze werd afgebeeld in figuur 5.8 (cfr. supra) bevestigd. De afstand tussen de proefstukken en de straler bedraagt ongeveer 200mm.

Tijdens een kipproef moesten vier metingen verricht worden. De belasting werd bepaald met behulp van een geijkte drukdoos. Zowel de verticale als horizontale verplaatsingen werden gemeten met inductieve meters met een maximale nuttige loop van 360 millimeter.

Ten slotte werd in vier punten de temperatuur gemeten met behulp van thermokoppels. Twee thermokoppels werden aan de voorzijde voorzien: de ene voor de grote straler, de andere voor een kleine straler. De overige twee thermokoppels bevonden zich op dezelfde plaatsen, maar aan de achterzijde van het proefstuk.

Eenmaal per seconde werden de tijd, de temperatuur van de vier thermokoppels, de horizontale en de verticale verplaatsing van het belastingspunt gelijktijdig met de grootte van de belasting geregistreerd. De tijdsmeting is gebaseerd op een inwendige computerklok en maakt een controle van de belastingssnelheid mogelijk.

6.1.3. Meetnauwkeurigheid

De nauwkeurigheid van de drukdoos is afhankelijk van de gebruikte voedingsspanning en van de uitleesapparatuur en bedraagt 0,001kN. Voor de nauwkeurigheid van de temperatuursmetingen wordt verwezen naar paragraaf 3.1.3.

6.2. Resultaten

6.2.1. Bepaling van de kiplast uit experimenten

In figuur 5.24 wordt het typisch verloop van de belasting in functie van de zijdelingse verplaatsing weergegeven. Een dergelijk verplaatsing-belastingsdiagram vertoont twee min of meer lineaire, in elkaar overvloeiende takken indien de initiële vormfout niet te groot is.

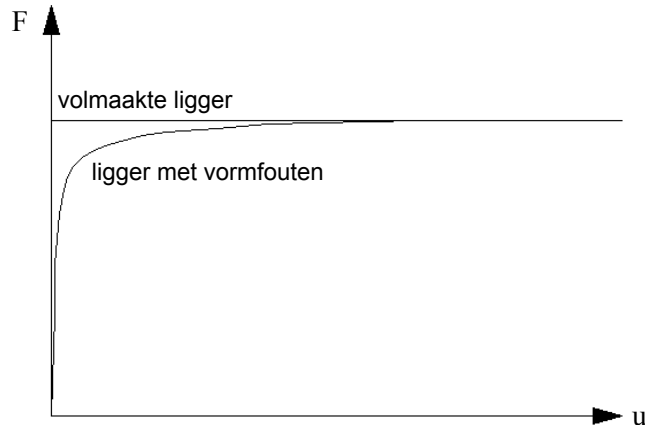


Fig.5.24 Verplaatsing-belastingdiagram voor een volmaakte en onvolmaakte ligger.

Voor onvolmaakte ligger is het niet mogelijk om op een ondubbelzinnige manier uit de meetgegevens en de voorbelasting de kritieke belasting af te leiden. In de literatuur is wel een extrapolatietechniek beschikbaar voor vervorming-belastingdiagrammen bij bifurcatieproblemen, beter bekend als de Southwell-plot [27].

De originele methode, voorgesteld door Southwell, maakt het mogelijk om de theoretisch kritieke belasting van een volmaakt element te bepalen aan de hand van experimenten op een gelijkaardig element met kleine initiële vormfouten. In de nabijheid van de oorsprong vertoont de Southwell-plot een verbogen afwijking. Deze afwijking wordt numerieke verwijderd zodat uitsluitend punten overblijven die apriori redelijk goed op een rechte gelegen zijn.

Ten slotte is de kritieke belasting die bepaald wordt aan de hand van de Southwell-plot, van de opgemeten belasting en zijdelingse verplaatsing, nog niet de correcte waarde. Bij aanvang van de metingen zijn reeds enkele belastingen op de ligger aanwezig, die niet waargenomen werden door de drukdoos. Ten eerste is er het eigengewicht van de ligger dat bepaald wordt op basis van de nominale afmetingen en de massadichtheid van het glas. Het eigengewicht van de tussenlaag wordt verwaarloosd. Ten tweede is er het eigengewicht van het juk, de spankabel en het vijzelmechanisme. De gegevens eigen aan de meetopstelling zijn samengevat in tabel 5.6.

	M [kg]	W [kN]
streng+anker+drukdoos	3,440	0,034
plaat+anker	7,158	0,070
2 rollen	7,848	0,077
kleine vijzel	7,282	0,071
klein juk	3,838	0,038

Tabel 5.6: Karakteristieken van het vijzelsysteem.

6.2.2. Waarden van de kiplast uit experimenten

In figuur 5.25 worden de verplaatsing-belastingdiagrammen voor de reeksen A en B bij 55°C weergegeven. De gemiddelde waarde van de elastische kiplast, die bepaald wordt uit de Southwell-plots, is weergegeven door een horizontale.

Voor de reeks B sluit deze asymptoot goed aan bij de tweede, horizontale tak van de curven. Voor de reeks A is de overeenkomst minder goed vast te stellen aangezien de tweede tak van de curven nog licht hellend is.

Zoals blijkt uit de figuur is de grootste zijdelingse uitwijking, die verkregen wordt op het einde van een kipproef, ongeveer gelijk aan 60mm. Dit is heel wat kleiner dan de 180mm die mogelijk was in de opstelling van Belis maar is te wijten aan het feit dat er niet tot breuk werd belast.

Hier liggen twee redenen aan de basis. Ten eerste is het zo dat door de specifieke opstelling van de verwarmingselementen het proefstuk in het midden tijdens het kippen zich verplaatst naar de stralers toe. Hierdoor gaat het midden van de proefstukken sneller opwarmen. In principe is een continue regeling van het vermogen van de stralers noodzakelijk om de temperatuur constant te houden. Dit is echter praktisch niet eenvoudig realiseerbaar. Ten tweede vreesde de auteur dat bij onverwachte breuk van een glasplaat van het proefstuk, het juk tegen de verwarmingselementen zou botsen vanwege de plotse terugval van de stijfheid. Dit zou zowel het proefstuk als de verwarmingselementen kunnen beschadigen.

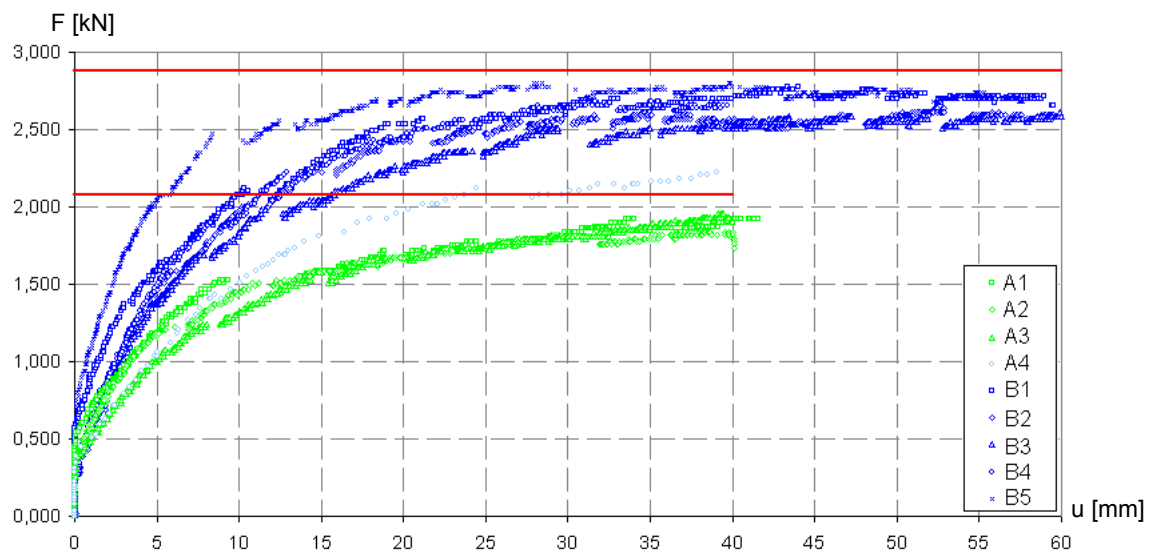


Fig.5.25: Verplaatsing-belastingsdiagrammen van de reeksen A en B.

Het is interessant om de theoretisch kiplast volgens Timoshenko en Gere (cfr. hoofdstuk 3) te vergelijken met de experimenteel bepaalde elastische kiplasten. In figuur 5.26 (cfr. infra) zijn deze kiplasten weergegeven voor de reeks A bij kamertemperatuur (25°C) en hoge temperatuur (55°C). De resultaten van de kipproeven van de reeks A bij kamertemperatuur zijn afkomstig van Praet [28]. De overeenkomst tussen de theoretische waarden en experimentele waarden is redelijk goed behalve voor het proefstuk A4 op hoge temperatuur.

Bij 25°C bedraagt de theoretische kiplast 4,044kN terwijl de experimenteel gemeten, gemiddelde kiplast 4,002kN bereikt met een standaardafwijking van 0,274kN. De gemiddelde kiplast wijkt slecht twee procent af van de theoretische kiplast.

Bij 55°C bedraagt de theoretische kiplast 2,183kN terwijl de experimenteel gemeten, gemiddelde kiplast 2,499kN bereikt met een standaardafwijking van 0,098kN. De gemiddelde kiplast wijkt 13% af van de theoretische kiplast indien geen rekening gehouden wordt met het resultaat met het proefstuk A4.

Het is opvallend dat bij lage temperatuur de gemiddelde kiplast lager ligt dan de theoretische kiplast terwijl bij hoge temperatuur het net omgekeerd is. Dit heeft echter te maken met de praktische beperkingen van de proefopstelling waarbij het niet mogelijk is de uiteinden van de proefstukken goed te verwarmen waardoor deze zich steeds stijver zullen gedragen dan in het geval waarin ze volledig opgewarmd zouden zijn. Daarnaast speelt de onzekerheid omtrent de glasplaat- en tussenlaagdikte evenals de ‘exacte’ waarde van de glijdingsmodulus hierin een rol.

De afwijking van het resultaat van het proefstuk A4 maakt meteen ook duidelijk dat het uitvoeren van kipproeven op hogere temperatuur niet eenvoudig is. Niet alleen moet men er voor zorgen dat de temperatuur tijdens de proef zo constant mogelijk blijft, tevens zou men ernaar moeten streven de belastingsnelheid bij alle proeven zo gelijk mogelijk te houden. De belastingsnelheid van het proefstuk A4 lag meer dan dubbel zo hoog als de overige proefstukken. Rekening houdende met de ‘versnelde’ tijd op hogere temperatuur heeft dit een grote weerslag op de waarde van de glijdingsmodulus op dat moment. Het proefstuk A4 gedroeg zich dan ook opvallend stijver dan de overige proefstukken uit de reeks. De exacte waarden zijn opgenomen in bijlage F. In de bijlage zijn ook de opgemeten vormfout net voor belasten en de theoretische vormfout volgens formule (5.9) opgenomen.

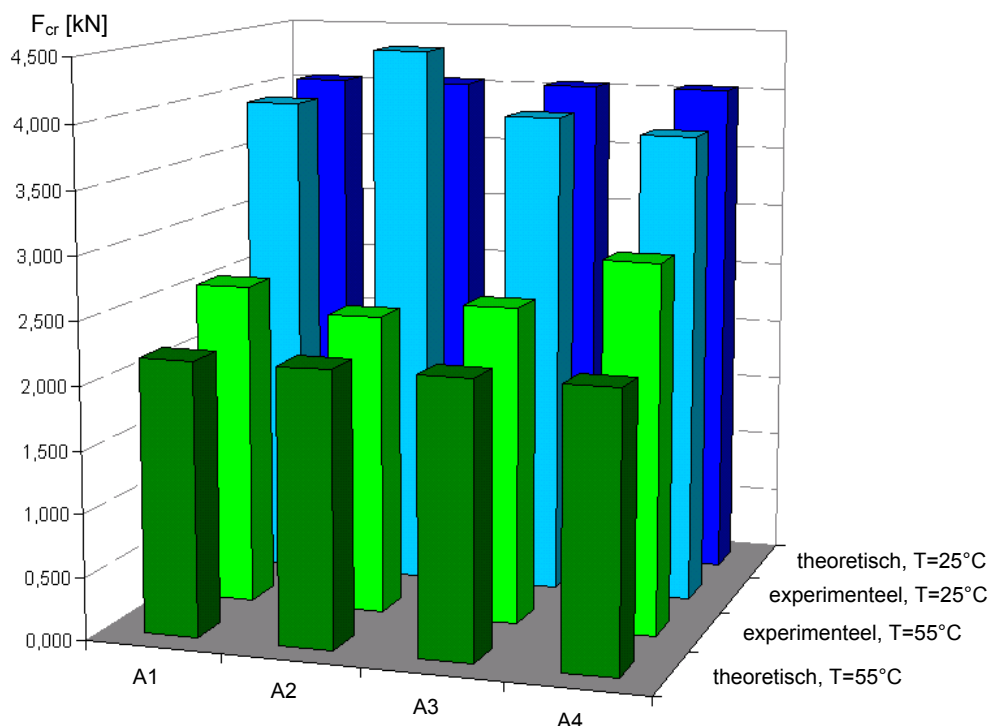


Fig.5.26: Vergelijking theoretische en kritiek kiplast voor de reek A.

In figuur 5.27 (cfr. infra) zijn deze kiplasten weergegeven voor de reeks G bij kamertemperatuur (25°C) en de reeks B bij kamertemperatuur hoge temperatuur (55°C). De eerstgenoemde reeks G werd beproefd door Belis [21] en wordt hier aangehaald omdat de geometrie van deze reeks overeenstemt met de reeks B. De overeenkomst tussen de theoretische waarden en experimentele waarden is opvallend goed. Hierin speelt zeker het effect van ervaring in mee.

Bij 25°C bedraagt de theoretische kiplast 5,748kN terwijl de experimenteel gemeten, gemiddelde kiplast 5,760kN bereikt wat slecht één procent afwijkt van de theoretische kiplast. Bij 55°C bedraagt de theoretische kiplast 3,178kN terwijl de experimenteel gemeten, gemiddelde kiplast 3,347kN bereikt met een standaardafwijking van 0,110kN. De gemiddelde kiplast wijkt slechts vijf procent af van de theoretische kiplast. Het is opvallend dat de overeenkomst tussen de experimenteel gemeten, gemiddelde kiplast en de theoretische kiplast zo goed is.

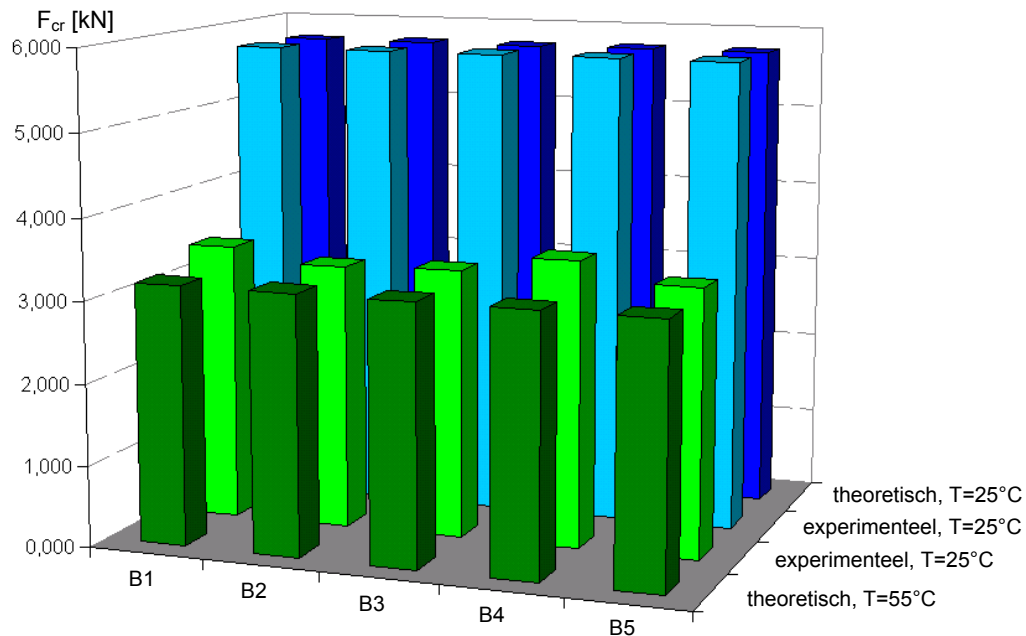


Fig.5.27: Vergelijking theoretische en kritiek kiplast voor de reek B.

Ten slotte is het interessant om de kiplast bij kamertemperatuur (25°C) te vergelijken met deze op hoge temperatuur (55°). Zoals visueel duidelijk zichtbaar is op figuren 5.26 en 5.27 is er een grote afname van de kiplast. Voor beide reeksen bedraagt de kiplast op hoge temperatuur ongeveer slechts 58% van deze bij kamertemperatuur. Deze bevindingen benadrukt nog eens het visco-elastisch gedrag van de tussenlaag. Daarnaast is het interessant er nog even aan te herinneren dat na een belastingsduur van een kleine honderd jaar een even grote afname van de kiplast te verwachten is.

6.3. Besluit

De kiplast van gelamineerde liggers met een tussenlaag van SGP is opvallende hoger dan deze met een tussenlaag van PVB. Desalniettemin tonen de experimentele kipproeven aan dat het gedrag sterk visco-elastisch is. Beide proefreeksen voorspellen een vermindering van de kiplast met ongeveer 40% bij een belastingstermijn van een kleine honderd jaar bij 25°C.

Daarnaast tonen de resultaten aan dat de spreiding op de resultaten met de ontworpen opstelling beperkt kan worden, indien men de proeven nauwgezet uitvoert. Dit verhoogt de representativiteit van de resultaten uitermate.

Toch moet erop gewezen worden dat de experimenteel opgemeten kiplasten steeds groter zijn dan hun theoretisch waarde. Dit is waarschijnlijk toe te schrijven aan de beperking van de huidige opstelling om de uiteinden van de proefstukken degelijk te verwarmen. Daarnaast speelt de onzekerheid omtrent de glasplaat- en tussenlaagdikte evenals omtrent de ‘exacte’ waarde van de glijdingsmodulus hierin een rol. Ten slotte is het interessant even terug te verwijzen naar paragraaf 4.3 van hoofdstuk 2 waarin vermeld werd dat de glijdingsmodulus bepaald uit een afschuifproef met toenemende belasting steeds 10 tot 15% groter is dan deze bepaald uit een afschuifproef met constante belasting.

7. Besluit

In dit hoofdstuk werden de theoretische bevindingen uit de hoofdstukken 2 tot 4 getoetst aan de realiteit van de praktijk. Om het inzicht in het visco-elastisch gedrag van de tussenlaag te vergroten, werd gebruik gemaakt van de ontworpen verwarmingsinstallatie. Deze maakt het mogelijk om een idee te vormen over het gedrag na een lange belastingsduur aan de hand van proeven op korte duur bij verhoogde temperatuur.

De eerste proeven brachten voornamelijk specifieke eigenschappen van de verwarmingsmethode aan het licht, zoals de kromming ten gevolge van de eenzijdige verwarming. De verplaatsing die dit effect teweeg brengt blijkt voornamelijk afhankelijk te zijn van de temperatuursgradiënt die zich over de doorsnede instelt.

Bij buiging om de zwakke as neemt de verplaatsing in het midden maar weinig toe in de tijd en de gevonden waarden zijn quasi identiek aan de resultaten van de eerste-ordebenadering van hoofdstuk 3. De buigproeven die over een lange tijdsperiode werden uitgevoerd, wijzen op een ondergrens van de glijdingsmodulus van SGP van ongeveer 2N/mm^2 . Een uitgebreidere meetcampagne is echter noodzakelijk om deze waarde te bevestigen.

Bij het kippen is de invloed van het visco-elastisch gedrag veel groter en daalt de kiplast met meer dan 40% bij een temperatuursverhoging van 30°C . De gevonden waarden zijn groter dan hun theoretische benaderingen ten gevolge van de onmogelijkheid om de uiteinden van de proefstukken goed te verwarmen, de onzekerheid omtrent de glasplaat- en tussenlaagdikte en de onzekerheid omtrent de ‘exacte’ waarde van de glijdingsmodulus.

HOOFDSTUK 6

NUMERIEKE STUDIE VAN HET MECHANISCH GEDRAG

1. Inleiding

Het mechanisch gedrag van gelamineerde glazen liggers kan onderzocht worden via theoretische benaderingen, experimentele metingen en numerieke modelleringen. Bij theoretische benaderingen is het niet eenvoudig om met alle factoren rekening te houden die het gedrag kunnen beïnvloeden. Bij experimentele proeven daarentegen is de invloed van de verschillende factoren zeker inbegrepen, maar deze proeven zijn eerder duur vanwege hun destructief karakter.

Bij het gebruik van numerieke modellen kan met een groot aantal parameters rekening gehouden worden. De beschikbaarheid van gesofistikeerde rekensoftware, die gebaseerd zijn op de principes van de eindige elementen, laten toe om binnen een aanvaardbare tijdsperiode en op systematische wijze een groot aantal invloedsfactoren te onderzoeken. De ontwikkeling, optimalisatie en validatie van een dergelijk model vergt echter veel tijd.

In het kader van deze scriptie is gebruik gemaakt van het commerciële eindige-elementenpakket Abaqus [29] dat aan het Laboratorium voor Modelonderzoek beschikbaar is. Voor de berekeningen werden inputfiles opgesteld in de programmeertaal Python. De resultaten werden verwerkt in Abaqus/CAE, de grafische postprocessor van het pakket. Het gebruik van inputfiles maakt de modellen ‘doorzichtiger’ zowel voor de auteur als de lezer van dit werk. Daarnaast laten de inputfiles makkelijker toe parameterstudies uit te voeren. Twee representatieve inputfiles zijn terug te vinden in bijlage H en bijlage J.

Bij het opstellen van de inputfiles is verder gewerkt op de modellen van De Meester [30] en Belis [21]. Deze modellen waren op het moment van realisatie van deze studie ter beschikking en werden reeds gevalideerd binnen hun toepassingsgebied. Over de specifieke opbouw van deze modellen wordt dan ook verwezen naar de bovengenoemde auteurs.

De beschikbare modellen lieten toe elastische berekeningen uit te voeren met een constante waarde van de glijdingsmodulus van de tussenlaag. Bij elke berekening diende men de waarde van de glijdingsmodulus te bepalen overeenstemmend met de gewenste belastingsduur en omgevingstemperatuur.

Het doel van dit numerieke gedeelte is de rechtstreekse implementatie van het relaxatiegedrag van de tussenlaag in de inputfiles zodat enkel de belastingsduur en de belastingstemperatuur moeten worden opgegeven.

Daarnaast worden de resultaten van deze visco-elastische berekeningen vergeleken met de resultaten van de elastische berekeningen. En ten slotte wordt aandacht besteed aan de vergelijking van de numerieke resultaten met de theoretische en experimentele gegevens die reeds aan bod kwamen in hoofdstuk 3 en hoofdstuk 5.

Dit hoofdstuk bestaat uit twee delen. Het eerste deel handelt over buiging om de zwakke as terwijl het tweede deel zich buigt over het kippedrag van gelamineerde liggers.

2. Numerieke simulatie van de buiging om de zwakke as

2.1. Numerieke modellering

2.1.1. Algemeen

Bij het opstellen van de numerieke modellen wordt vertrokken van de modellen opgebouwd door De Meester [30] en Belis [21]. In deze paragraaf komen kort drie algemene kenmerken van de modellen aan bod. Voor meer specifieke informatie over deze modellen wordt verwezen naar bovengenoemde auteurs.

Een eerste belangrijk kenmerk is het type element dat gebruikt wordt om de geometrie op te bouwen. Op het eerste zicht lijken schaalementen voor de hand liggend, vanwege de schijfvormige structuur van gelamineerde liggers. Daarnaast zijn schaalementen interessant vanwege de beperking van het aantal knopen. Om echter geen afbreuk te doen aan de algemeenheid van het initiële model wordt verder gewerkt met volume-elementen. Door gebruik te maken van volume-elementen wordt over het volledige parameterdomein dat gehanteerd werd door Belis een aanvaardbaar elementennet bekomen. De toename van de rekentijd is hierbij ondergeschikt aan de mathematische correctheid en de algemene inzetbaarheid van het model.

De Meester [30] onderzocht welk type volume-element en welk elementennet de beste resultaten leverden voor kipproblemen, op het vlak van mathematisch correcte convergentie en rekentijd. Inghelbrecht [31] verrichte een soortgelijke studie bij zijn onderzoek omtrent het koud buigen van gelamineerde glasplaten. Beide studies tonen aan dat C3D20R-elementen goede resultaten leveren. Dit zijn driedimensionale, balkvormige continuüelementen met 20 knopen. Deze elementen zijn kwadratische elementen doordat een kwadratische interpolatie wordt gebruikt tussen de knopen op de hoekpunten en de extra knoop in het midden van elke ribbe. Daarnaast staat de letter *R* voor “reduced integration” wat erop duidt dat het aantal integratiepunten voor het berekenen van de stijfheid is gereduceerd tot twee in elke richting. Dit levert een kortere rekentijd op, meestal met behoud van een correct resultaat.

Een tweede belangrijk kenmerk is de maasgrootte of fijnheid van het elementennet. De grootte van het elementennet bepaalt eveneens de convergentiesnelheid en tevens de correctheid van het uiteindelijke resultaat. Verplaatsingen die berekend worden met behulp van de elementenmethode zijn steeds een onderschatting van de werkelijke verplaatsingen omdat er zich een overschatting van de stijfheid voordoet. Een vergroting van het aantal elementen vermindert de overschatting van de stijfheid en dus tevens de fout op de verplaatsingen.

Voor het gegeven belastingsgeval en het gebruikte elemententype wordt met een relatief beperkt aantal elementen een aanvaardbare oplossing bekomen. Reeds met 30 elementen in de lengterichting wordt een acceptabel resultaat bekomen. Verdere verhoging van het aantal elementen in een vlak, levert slechts een geringe verhoging van de doorbuiging op. Om de elementen in een vlak zo vierkantig mogelijk te maken, wordt ervoor gekozen om het aantal elementen in de hoogte te relateren aan het aantal elementen in de lengte.

Een derde belangrijk kenmerk betreft symmetrie. Onder de beschouwde belasting en randvoorwaarden bestaat er in het midden van de overspanning een symmetrievlak loodrecht op het onvervormde liggervlak dat blijft bestaan in de vervormde toestand. Het is dan ook mogelijk, mits aanpassing van de randvoorwaarden in de middendoorsnede, gebruik te maken van een half liggermodel. Deze werkwijze halveert het aantal benodigde elementen en levert bijgevolg een belangrijke reductie van de rekentijd.

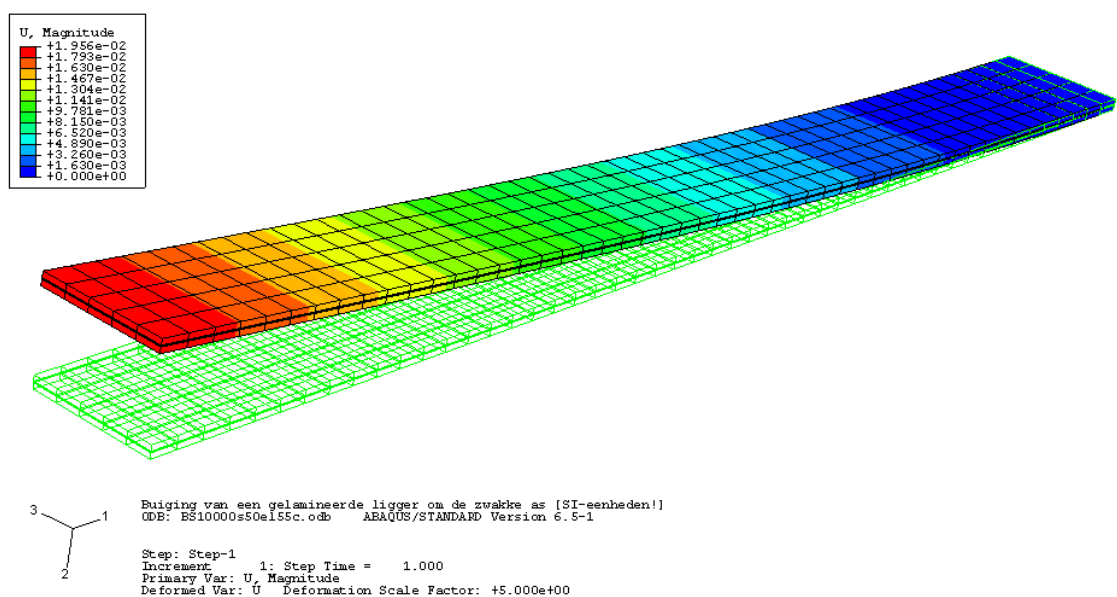


Fig.6.1: Perspectiefweergave van de onvervormde en vervormde stand na 10000s bij het buigen van een proefstuk van de reeks A onder een belasting van 70N bij 55°C (schaalfactor: 5, eenheid: m).

2.1.2. Implementatie van het visco-elastisch gedrag

2.1.2.1. Materiaalbeschrijving

Abaqus laat toe rekening te houden met het visco-elastisch karakter van de tussenlaag door invoering van het verloop van de glijdingsmodulus in de tijd bij een bepaalde temperatuur aan de hand van de reeks (6.1):

$$g(t) = 1 - \sum_{i=1}^N g_i \cdot (1 - \exp(-t/\tau_i)) \quad (6.1)$$

waarbij

$$g(t) = G(t)/G_0 \quad (6.2)$$

Deze reeks blijkt identiek te zijn aan de Maxwell-reeks die gehanteerd werd in hoofdstuk 2, zoals blijkt uit onderstaande, equivalente uitdrukkingen:

$$G(t) = G_0 - \sum_{i=1}^N G_i \cdot (1 - \exp(-t/\tau_i)) \quad (6.3)$$

$$G(t) = G_0 - \sum_{i=1}^N G_i + \sum_{i=1}^N G_i \cdot \exp(-t/\tau_i) \quad (6.4)$$

$$G(t) = G_\infty + \sum_{i=1}^N G_i \cdot \exp(-t/\tau_i) \quad (6.5)$$

In hoofdstuk 3 werd vermeld dat de gegeven Maxwell-reeks het relaxatiegedrag op lange termijn van een tussenlaag uit SGP niet meer goed beschrijft. Kruipproeven, uitgevoerd door de fabrikant, wijzen op een ondergrens van 2 N/mm². Het is echter niet eenvoudig dit in Abaqus te implementeren. Het volstaat niet de glijdingsmodulus op oneindig gelijk te stellen aan 2 N/mm², aangezien Abaqus deze waarde met behulp van de Maxwell-reeks omrekent naar G_0 en men zo verkeerde resultaten bekomt.

Een eerste oplossing zou erin bestaan de visco-elastische berekeningen uit te voeren met de reeks zoals deze beschreven werd in hoofdstuk 3. Daarnaast dient men dan een elastische berekening uit te voeren overeenstemmend met een waarde van de glijdingsmodulus gelijk aan 2 N/mm², die een bovengrens vormt voor de gevonden doorbuigingen.

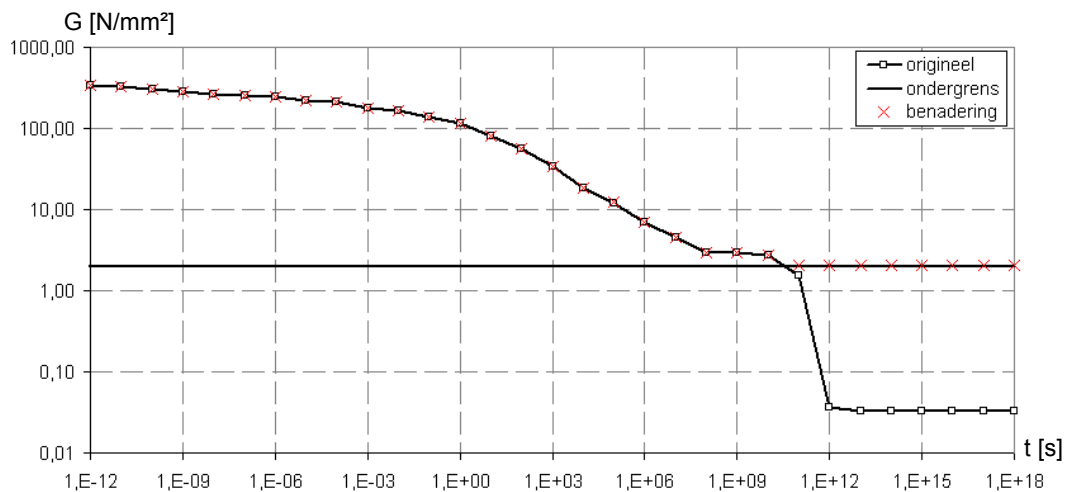


Fig.6.2: Theoretische en benaderende relaxatiecurve van SGP bij 25°C (dubbel logaritmisch diagram).

In deze studie wordt echter voor een andere aanpak geopteerd. De theoretisch bepaalde relaxatiecurve bij 25°C wordt ingegeven als het resultaat van een relaxatieproef. Vervolgens wordt door Abaqus, met behulp van de kleinste-kwadraten-methode een relaxatiecurve bepaald in de vorm van uitdrukking (6.1). In figuur 6.2 wordt de theoretische en de benaderende relaxatiecurve weergegeven bij 25°C. De exacte waarden zijn opgenomen in bijlage G waaruit blijkt dat de overeenkomst vrij goed is.

Om rekening te houden met de belastingstemperatuur, wordt gebruik gemaakt van de tijdverschuivingfunctie zoals deze besproken werd in hoofdstuk 2. Voor zowel PVB als SGP zijn de nodige parameters samengebracht in bijlage A. Om deze temperatuur toe te kennen aan de tussenlaag worden een knopenset aangemaakt die alle knopen van de tussenlaag omvat.

2.1.2.2. Soort analyse

Een quasi-statische analyse wordt gebruikt bij problemen met materialen met tijdsafhankelijk gedrag zoals kruip, relaxatie en visco-elasticiteit. Deze analyse kan zowel lineair als niet-lineair worden uitgevoerd.

De incrementatie van de tijd kan worden gecontroleerd of automatisch geregeld door Abaqus. Automatische incrementatie is aanbevolen in bijna alle gevallen. Bij deze optie is de grootte van het increment van de tijd beperkt door de nauwkeurigheid van de integratie. De door de gebruiker gespecificeerde tolerantieparameter beperkt de maximum inelastische rek over een increment. Om voldoende nauwkeurigheid te bereiken zou, voor visco-elastische problemen, de grootte van deze parameter ongeveer gelijk moeten zijn aan de grootte van elastische rekken. Deze parameter wordt arbitrair gelijk gesteld aan 0,02 wat neerkomt op een elastisch rek van 5%. Dit lijkt aanvaardbaar voor zowel PVB als SGP. Een referentiewaarde voor deze keuze is de verlenging bij breuk voor SGP die 400% bedraagt.

Niet-lineaire kruipproblemen kunnen efficiënt opgelost worden door voorwaartse integratie van de inelastische rekken indien de incrementen van de inelastische rekken kleiner zijn dan de elastische rekken. Deze expliciete methode is efficiënt op het vlak van rekentijd omdat er, in tegenstelling tot impliciete methodes, geen iteratie noodzakelijk is. Deze methode is echter slecht conditioneel stabiel. Voor kruip bij heel lage spanningen is de onconditionele stabiliteit van de achterwaartse operator (impliciete methode) aangeraden. In die gevallen wordt door Abaqus automatisch het impliciete integratieschema uitgelokt.

2.2. Verificatie van het visco-elastisch model

2.2.1. Vergelijking met het elastisch model en theoretische benaderingen

Er worden zowel elastische als visco-elastische numerieke berekeningen uitgevoerd. Bij het eerste type is de glijdingsmodulus constant en wordt deze bepaald aan de hand van de originele Maxwell-reeks. Bij het tweede type is de waarde van de glijdingsmodulus variabel. De berekeningen worden uitgevoerd voor de twee verschillende geometrieën van de beschikbare proefstukken en bij twee verschillende temperaturen met een lijnlast van 70N. In figuur 6.3 (cfr. infra) zijn de resultaten van de numerieke berekeningen en de overeenstemmende eerste-ordebenaderingen volgens de theorie van Wölfel weergegeven. De overeenkomst tussen de numerieke resultaten is opvallend goed.

In bijlage I zijn de exacte waarden opgenomen waaruit blijkt dat de gemiddelde afwijking 0,01mm bedraagt met een standaardafwijking van 0,01mm. Dit komt overeen met een gemiddelde afwijking van 0,06% met een standaardafwijking van 0,04%.

Twee uitzonderingen hierop zijn de waarden van de doorbuiging na 10s bij 55°C voor zowel de reeks A als reeks B waar de afwijking 0,49mm bedraagt wat overeenkomt met een afwijking van 2,59%.

De overeenkomst tussen de numerieke resultaten en de eerste-ordebenaderingen is iets minder goed. Men mag hierbij niet uit het oog verliezen dat de y-as in de figuur niet vanaf nul begint, zodat de verschillen eigenlijk miniem zijn. Niettemin duidt de figuur erop dat de theorie van Wölfel conservatieve resultaten levert.

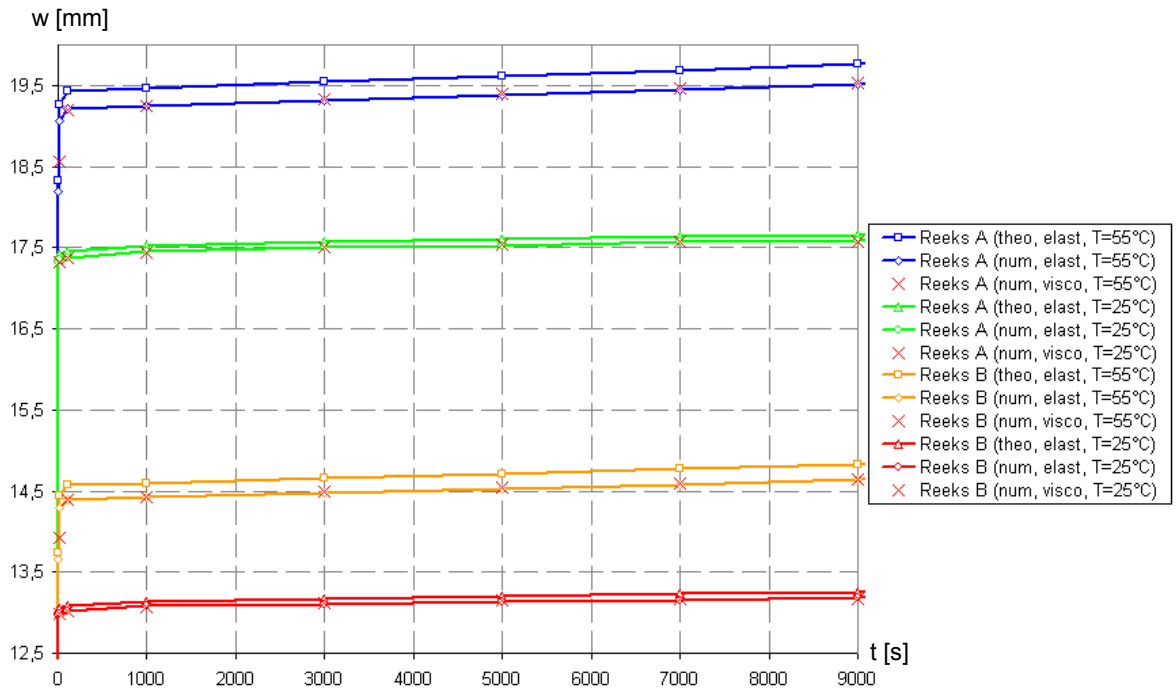


Fig.6.3: Vergelijking elastische en visco-elastische berekeningen van de buiging om de zwakke as.

2.2.2. Vergelijking met experimentele metingen

In figuur 6.4 worden de numerieke resultaten en theoretische benaderingen vergeleken met de experimentele metingen voor de reeks A.

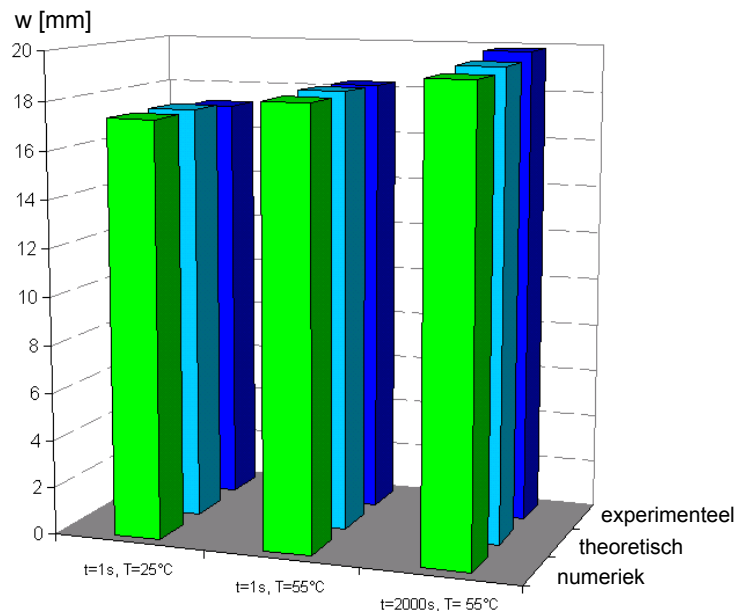


Fig.6.4: Vergelijking numerieke, theoretische en experimentele resultaten van de buiging om de zwakke as.

Voor elk proefstuk van de reeks A wordt het gemiddelde genomen van alle buigproeven zoals beschreven in paragraaf 4.2.3. van hoofdstuk 5. De overeenkomst is goed voor de ogenblikkelijke doorbuiging. De experimenteel gemeten doorbuigingen na 2000s wijken iets meer af van de numerieke en theoretische waarden.

2.3. Besluit

De overeenkomst tussen de resultaten van de elastische en visco-elastische berekeningen is opvallend goed. Om rekening te houden met de relaxatie van de tussenlaag bij buiging om de zwakke as van gelamineerde liggers kan een momentopname gemaakt worden van het materiaalgedrag bij een bepaalde belastingsduur en temperatuur waarbij de tussenlaag als lineair elastisch wordt beschouwd. Deze bevindingen vormen dan ook de rechtvaardiging van het correspondentieprincipe.

Het voordeel van de elastische berekeningen is de beperkte rekentijd terwijl het nadeel erin schuilt dat men steeds moet opzoeken welke waarde van de glijdingsmodulus van toepassing is voor het gewenste belastingsduur en omgevingstemperatuur. Bij de visco-elastische berekeningen hoeft men enkel de belastingsduur en temperatuur in te geven zodat in dit opzicht deze berekeningen gebruiksvriendelijker zijn. De visco-elastische berekeningen hebben echter als nadeel dat de berekeningstijd sterk toeneemt (ongeveer factor 20).

Ten slotte kan vermeld worden dat de overeenkomst tussen de numerieke berekeningen, theoretische benaderingen en experimentele metingen goed is voor zowel lage als hoge temperaturen.

3. Numerieke simulatie van het kipgedrag

3.1. Numerieke modellering

3.1.1. Algemeen

In deze paragraaf komen kort twee kenmerken aan bod waarin de modellen ter bestudering van het kipverschijnsel verschillen van de modellen ter bestudering van het buiggedrag.

Een eerste belangrijk verschil is het type element dat gebruikt wordt om de geometrie op te bouwen. Er worden nog steeds volume-elementen gebruikt, maar voor een nauwkeurige modellering is een voldoende fijn elementennet vereist, wat gepaard gaat met langere rekentijden. Om toch een voldoende fijne maaswijdte te realiseren tegen een aanvaardbare rekentijd, wordt het C3D20R-element vervangen door een C3D8R-element. Dit is een volume-element met 8 knopen waardoor het aantal beschikbare elementen verachtvoudigt zonder onaanvaardbare toename van de rekentijd.

Een tweede belangrijk verschil is het type analyse dat wordt uitgevoerd. Om het kipgedrag van gelamineerde liggers met een vormfout te bestuderen, wordt eerst de gevaarlijkste vormfout bepaald met behulp van een eigenwaardeberekening. Deze berekening bepaalt de eerste eigenvorm, die de gevaarlijkste is, op basis van de ogenblikkelijke waarde van de glijdingsmodulus. Door de geometrie van de vormfout op deze manier te bepalen wordt zowel rekening gehouden met de algemene uitbuiging van de ligger als met de hoekverdraaiing van de dwarsdoorsneden tussen de steunpunten. Deze geometrie wordt vervolgens verschaald tot de gewenste grootte en dient als startgeometrie voor een vervormingsgestuurde analyse. Tijdens de analyse wordt het belastingspunt met een bepaalde snelheid 60 millimeter naar beneden geduwd terwijl de resulterende reactiekracht in dat punt en de zijdelings verplaatsing worden geregistreerd.

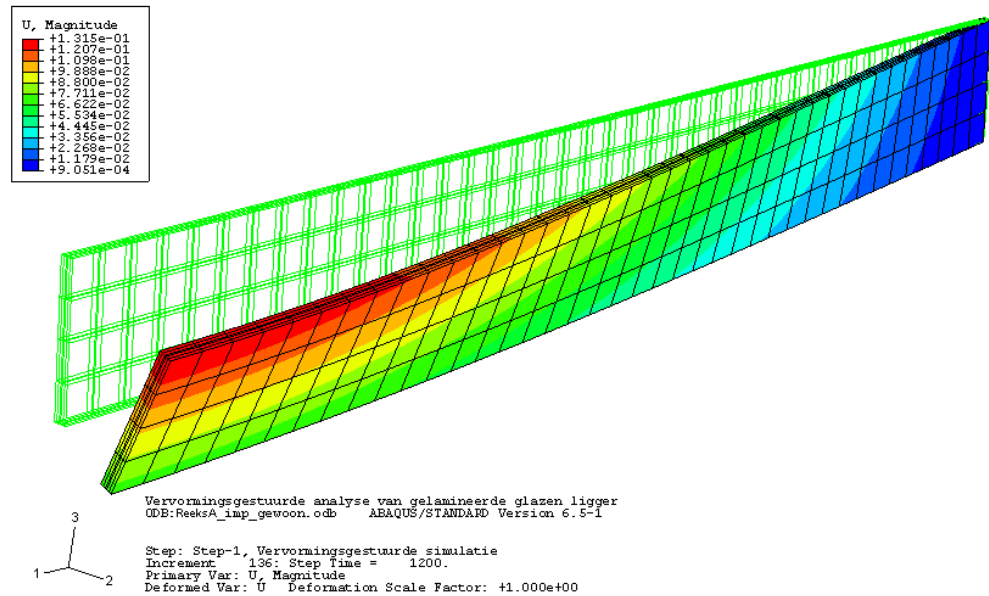


Fig. 6.5: Perspectiefweergave van de onvervormde en vervormde stand bij het kippen van een proefstuk van de reeks A bij een belastingsduur van 1200s bij 55°C (schaalfactor: 1, eenheid: m).

3.1.2. Implementatie van het visco-elastisch gedrag

Het visco-elastisch gedrag wordt op dezelfde manier geïmplementeerd zoals beschreven in paragraaf 2.1.2. Het materiaalgedrag van de tussenlaag wordt ingegeven als de resultaten van een relaxatieproef waarmee Abaqus een benaderende Maxwell-reeks bepaalt. Opnieuw wordt gebruik gemaakt van de tijdsverschuivingsfunctie zoals voorgesteld in hoofdstuk 2. Er wordt een quasi-statische, niet-lineaire analyse uitgevoerd die dus zowel rekening houdt met het tijds- en temperatuursafhankelijke gedrag van de tussenlaag als de grote vervormingen die kunnen optreden bij het kippen van gelamineerde glazen liggers.

3.2. Verificatie van het visco-elastisch model

3.2.1. Vergelijking met het elastisch model en theoretische benaderingen

Er worden zowel elastische als visco-elastische numerieke berekeningen uitgevoerd. Bij het eerste type wordt er een berekening uitgevoerd met de waarde van de glijdingsmodulus na 1s, dus eerder in het begin van een experimentele proef. Bij een volgende simulatie wordt de waarde van de glijdingsmodulus na 1200s, dus eerder op het einde van een experimentele proef, toegepast. Bij het tweede type is de waarde van de glijdingsmodulus variabel. De berekeningen worden uitgevoerd voor de twee verschillende geometrieën van de beschikbare proefstukken en bij 55°C.

De resultaten van de numerieke berekeningen zijn, samen met de theoretische kiplasten volgens de formule van Timoshenko en Gere (zie hoofdstuk 3), weergegeven in figuur 6.6 (cfr. infra). Opvallend is dat de curven van de elastische berekening met de waarde van de glijdingsmodulus op het einde van de proef erg goed overeenkomen met de corresponderende visco-elastische curven.

Dit is eerder logisch aangezien de waarde van de glijdingsmodulus exponentieel afneemt in de tijd en dus snel nadert naar deze op het einde van de proef. De exacte waarden van deze berekeningen, samen met hun onderlinge afwijking, zijn opgenomen in bijlage K.

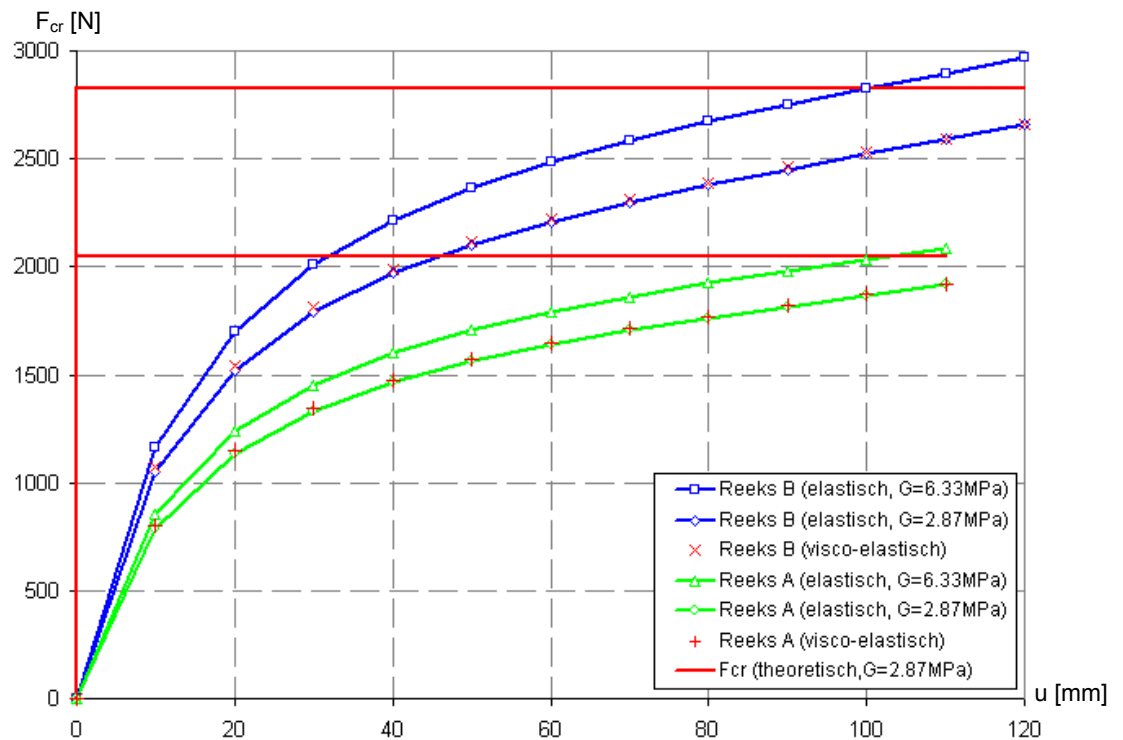


Fig. 6.6: Vergelijking elastische en visco-elastische berekeningen van het kippen.

3.2.2 Vergelijking met experimentele metingen

In figuur 6.7 worden de numerieke resultaten en theoretische benaderingen vergeleken met de experimentele metingen.

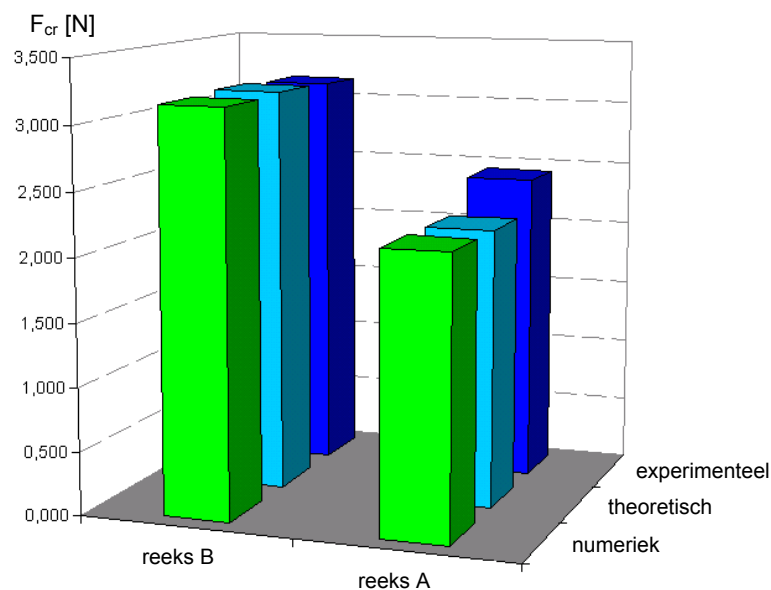


Fig. 6.7: Vergelijking numerieke, theoretische en experimentele resultaten van het kippen.

Voor beide reeksen A en B wordt de gemiddelde kiplast bepaald van alle proefstukken zoals beschreven in paragraaf 6.2.2. van hoofdstuk 5. De overeenkomst bij de reeks B is opvallend goed, met een procentuele afwijking van slechts een vijf procent. Bij de reeks A echter, is de gemiddelde kiplast groter dan men zou verwachten volgens de numerieke berekeningen of theoretische benadering.

3.3. Besluit

Om het kipgedrag te bestuderen kan vertrokken worden van een elastische berekening met een waarde van de glijdingsmodulus gelijk aan deze aan het einde van de gewenste belastingsduur aangezien het verschil met een visco-elastische berekening verwaarloosbaar klein is.

Het voordeel van de visco-elastische analyse is hoofdzakelijk het gebruiksgemak. Er moet niet meer opgezocht worden welke waarde van de glijdingsmodulus van toepassing is. Opmerkelijk is dat de rekentijd, in tegenstelling tot de buigberekeningen, niet sterk toeneemt.

De overeenkomst tussen de numerieke berekeningen, theoretische benaderingen en experimentele metingen is opvallend goed voor de reeks B. De meetgegevens van de reeks A laten uitschijnen dat deze zich stijver gedraagt dan verwacht.

4. Besluit

De beschikbaarheid van gesofistikeerde rekensoftware, gebaseerd op de principes van de eindige elementen, laten toe om binnen een aanvaardbare tijdsperiode en op systematische wijze een groot aantal invloedsfactoren te onderzoeken.

Dit numerieke gedeelte stelde zich twee doelen voorop. Enerzijds werd het relaxatiegedrag van de tussenlaag rechtstreeks geïmplementeerd in de inputfiles zodat enkel de belastingsduur en de belastingstemperatuur moeten worden opgegeven. Anderzijds werd een vergelijking gemaakt tussen de resultaten van de elastische en de visco-elastische berekeningen.

De overeenkomst tussen de resultaten van de elastische en visco-elastische modellen voor zowel buiging om de zwakke as als het kippen, is opvallend goed. Deze bevindingen laten dan ook toe om een momentopname te maken van de karakteristieken van de tussenlaag bij de gewenste belastingsduur en omgevingstemperatuur om de doorbuiging of de kiplast te bepalen en vormen dus een rechtvaardiging van het correspondentieprincipe.

De berekeningstijd van een visco-elastische kipberekening is weinig groter dan een elastische kipberekening zodat uit het oogpunt van gebruiksgemak het eerste type berekening de voorkeur geniet aangezien er geen waarden van de glijdingsmodulus meer moeten worden opgezocht. Dit is niet het geval bij buigproeven waarbij de berekeningstijd sterk toeneemt.

HOOFDSTUK 7

BESLUITEN, AANBEVELINGEN EN SAMENVATTING

1. Inleiding

Het gebruik van glas als constructief element blijft voor vele ontwerpers een nieuw gegeven vanwege het gebrek aan normen, kennis en ervaring. Dit werk tracht op een aantal vragen omtrent het mechanisch gedrag van gelamineerd glas een antwoord te formuleren (cfr. hoofdstuk 1):

- Op welke wijze kan het tijds- en temperatuursafhankelijke gedrag van de tussenlaag het best gemodelleerd worden? Welke modellen zijn beschikbaar? En wat is hun verhouding met de bestaande normen en regelgeving?
- Welke verbeteringen zijn mogelijk door het gebruik van de ‘nieuwere’ tussenlagen ten opzichte van de ‘klassieke’? Is die verbetering dezelfde voor buiging als voor kippen? En blijft die verbetering behouden bij hoge temperatuur of lange termijn?
- Is het mogelijk goede resultaten te bekomen met behulp van elastische berekeningen terwijl het werkelijke gedrag visco-elastisch is? Hoe kan het visco-elastisch gedrag opgenomen worden in numerieke modellen? En wat is het nut daarvan?

Aan de hand van literatuurstudies, theoretische afleidingen, experimentele proeven en numerieke berekeningen is in dit werk gepoogd het inzicht in het mechanisch gedrag van gelamineerd glas te vergroten. In de volgende paragrafen worden de belangrijkste resultaten samengevat.

2. Theoretische studie van de tussenlaag

Het gedrag van gelamineerd glas wordt in hoge mate bepaald door de eigenschappen van de tussenlaag. In de huidige toepassingen wordt gebruik gemaakt van thermoplasten die zich op een visco-elastische manier gedragen. Dit betekent dat de vervormingen reversibel maar toch tijds- en temperatuursafhankelijk zijn.

Theoretisch wordt het effect van relaxatie vaak beschreven met behulp van een geïdealiseerd, mechanisch model bestaande uit een serieschakeling van een veer en demper, die een Maxwell-element wordt genoemd. Door combinatie van verschillende Maxwell-elementen kan het werkelijke gedrag van een bepaald materiaal steeds beter benaderd worden.

Naast de theoretische modellen zijn er reeds verschillende experimentele modellen beschikbaar voor PVB. Een eerste model is dit van Bennison dat gebaseerd is op een veralgemeende Maxwell-reeks met 11 elementen en waarvan de parameters werden bepaald met behulp van wringproeven. Een tweede model is dit van Sobek en dat gebruik maakt van logaritmische functies en waarvan de parameters werden vastgelegd door middel van afschuifproeven. Een derde onderzoek werd uitgevoerd door Schüler die een gecombineerde materiaalwet gebruikt van een Maxwell-reeks en logaritmische functies en waarvan de parameters werden bepaald met behulp van buig- en afschuifproeven.

Er zijn, naast deze drie modellen, nog heel wat andere gegevens terug te vinden in de literatuur. Het is echter niet altijd even eenvoudig deze gegevens onderling te vergelijken aangezien er heel wat parameters een rol spelen zoals het belastingstype, de belastingsnelheid, de randvoorwaarden... Het is dan ook niet gemakkelijk uit te maken welk model nu het best het werkelijke materiaalgedrag beschrijft.

Vergelijking van de modellen van Bennison, Sobek en Schüler toont aan dat Sobek steeds conservatief rekent. Voor lage temperaturen en kortstondige belastingen zijn de waarden zeer conservatief. Het model van Schüler maakt gebruik van een gecombineerde materiaalwet omdat er te weinig gegevens beschikbaar waren om de parameters voor een algemeen geldende Maxwell-reeks op te stellen. Daarnaast komen de modellen van Schüler en Bennison relatief goed overeen over het hele tijdsdomein. Uiteindelijk lijkt het model van Bennison een goede grondslag te vormen voor het werkelijke relaxatiegedrag, alhoewel het voor lage temperaturen misschien iets te optimistisch is in vergelijking met het model van Schüler.

De huidige rekenregels zijn voorzichtig omtrent het in rekening brengen van de samenwerking die tot stand wordt gebracht door de tussenlaag. Bovendien zijn de bestaande normen gebaseerd op gelamineerd glas met een PVB-folie. In vergelijking met de theoretische modellen is de huidige regelgeving dan ook zeer conservatief.

3. Theoretische studie van het mechanisch gedrag

Gelamineerd glas bestaat uit minstens twee glasplaten die onderling met elkaar verbonden worden door middel van een adhesieve tussenlaag. Tot op heden wordt voornamelijk gebruik gemaakt van een tussenlaag uit polyvinylbutyral (PVB). In het begin van de jaren '90 werd een nieuwe, ionoplastische tussenlaag ontwikkeld door DuPont. Dit materiaal werd verbeterd en staat bekend onder de naam SentryGlas®Plus (SGP). In tegenstelling tot PVB is SGP veel sterker en stijver. Ondanks zijn betere mechanische karakteristieken, blijft SGP echter een visco-elastisch materiaal dat een niet verwaarloosbare afhankelijkheid bezit van zowel belastingsduur als temperatuur. De glijdingsmodulus van SGP neemt echter minder snel af in de tijd en bereikt een hogere drempelwaarde dan de glijdingsmodulus van PVB.

De doorbuigingen en spanningen die ontstaan bij buiging om de zwakke as kunnen bestudeerd worden met behulp van de eerste-ordebenadering van Wölfel. Deze methode laat toe een equivalente buigstijfheid van de gelamineerde glasplaat te berekenen. Aangezien de tussenlaag tijds- en temperatuursafhankelijk is, zijn de doorbuiging en spanningen dit ook. Voor SGP is deze afhankelijkheid echter eerder beperkt doordat de glijdingsmodulus nooit onder de 2N/mm^2 zakt. De verbeteringen door het gebruik van SGP in plaats van PVB voor toepassingen waarbij de glasplaat loodrecht op zijn vlak wordt belast, zijn groot. Het is echter niet mogelijk een algemeen ‘verbeteringspercentage’ te bepalen aangezien vele factoren een rol spelen zoals glasafmetingen, glasdikte, tussenlaagdikte ...

Voor het bepalen van de kiplast, moet er naast een equivalente buigstijfheid ook een equivalente wringstijfheid worden opgesteld. Deze wordt vastgelegd met behulp van de formule van Scarpino. Deze equivalente wringstijfheid blijkt ook voor SGP sterk tijds- en temperatuursafhankelijk te zijn waardoor tevens de kiplast sterk varieert met de waarde van de glijdingsmodulus. Toch is de verbetering die bekomen kan worden door het toepassen van SGP in plaats van PVB groot. Opnieuw is de grootte van de verbetering afhankelijk van geval tot geval.

Ten slotte kan opgemerkt worden dat de huidige rekennormen, die opgesteld werden voor PVB en enige bijdrage van de tussenlaag verwaarlozen, zeer conservatief zijn voor toepassingen met een tussenlaag van SGP. In sommige gevallen is zelf voor toepassingen met een tussenlaag van PVB een niet te verwaarlozen materiaalbesparing mogelijk.

4. Ontwerp van de verwarmingsinstallatie

Om de relaxatie- en kruipeffecten van liggers met een tussenlaag van SGP experimenteel te onderzoeken bij hoge temperatuur, was er nood aan een soort verwarmingsinstallatie.

De drie warmtetransportmechanismen, conductie, convectie en straling, komen tussen tijdens het opwarmproces. Met behulp van de theoretische formuleringen van deze drie mechanismen en de wet van behoud van energie was het mogelijk een schatting te maken van het benodigde vermogen. Belangrijk hierbij was een goede inschatting te maken van de waarde van de verschillende parameters uit de desbetreffende formuleringen. Meer in het bijzonder blijkt de absorptiecoëfficiënt van glas sterk afhankelijk te zijn van de golflengte van het soort straling. Daarom werd uiteindelijk gekozen voor infraroodstralers met een relatief lage werkingstemperatuur zodat de golflengte van de uitgezonden straling niet te kort was.

Er werd gekozen voor een eenzijdige verwarming waardoor over de dwarsdoorsnede van het proefstuk een temperatuursgradiënt ontstaat. Het temperatuursverschil over de tussenlaag zelf blijkt echter relatief beperkt te zijn. Het berekend temperatuursverloop over de dwarsdoorsnede vormt meteen een praktische methode om de temperatuur in de tussenlaag experimenteel te bepalen aangezien deze niet rechtstreeks gemeten kan worden.

Bij het operationeel maken van de verwarmingsinstallatie traden enkele praktische problemen op doordat de uiteinden van de infraroodstralers niet goed verwarmden. Hieraan kon verholpen worden door de verwarmingselementen te schranken, maar daardoor was het niet meer mogelijk de proefstukken met een lengte van drie meter over hun volledige lengte goed te verwarmen.

5. Experimentele studie van het mechanisch gedrag

Het praktisch uitwerken en operationeel maken van de nieuwe proefopstelling ging gepaard met heel wat praktische problemen. Gaandeweg kwamen tekortkomingen aan het licht, maar ook konden ongewenste invloedsfactoren steeds beter beheerst worden. Uiteindelijk is het mogelijk om goede, representatieve resultaten te bekomen door de proeven zeer nauwgezet op te volgen. Dit heeft voornamelijk te maken met de extra dimensie 'temperatuur' die een belangrijke rol speelde bij alle proeven.

In eerste instantie werden enkele eenvoudige temperatuurmetingen uitgevoerd. Deze gaven een idee van de warmtedistributie in het proefstuk zowel over de dwarsdoorsnede als in de lengterichting. Het temperatuursverschil in de dwarsdoorsnede zorgde ervoor dat het proefstuk een bijkomende kromming verkreeg waarmee rekening diende te worden gehouden bij de buigproeven.

In totaal werden er drie reeksen buigproeven uitgevoerd. Uit de theoretische benaderingen volgens de theorie van Wölfel was reeds gebleken dat de bijkomende verplaatsing bij liggers met een SGP-folie eerder beperkt zou zijn. Het was dan ook noodzakelijk dat buigproeven voldoende lang en bij nagenoeg constante temperatuur uitgevoerd werden.

Uit de resultaten van de buigproeven van de reeks A zou men kunnen besluiten dat de plaats van de minder goed verwarmde zones geen effect heeft op de doorbuiging. De spreiding op de resultaten is echter, relatief gezien ten opzichte van de verwachte doorbuiging, te groot om deze conclusie hard te maken.

De resultaten van de buigproeven van de reeks B tonen aan dat de Maxwell-reeks van Bennison inderdaad niet in staat is het werkelijk materiaalgedrag op lange termijn goed te beschrijven. De door de producent DuPont vooropgestelde ondergrens van 2N/mm^2 lijkt een stap in de goede richting. Een uitgebreidere meetcampagne is echter noodzakelijk om de waarde van de ondergrens te bevestigen.

De resultaten van de kipproeven komen goed overeen met hun corresponderende, theoretische waarden. De afhankelijkheid van temperatuur en tijd is groter dan bij buigproeven waardoor het visco-elastisch gedrag beter tot uiting komt. Het is echter niet mogelijk de uiteinden degelijk te verwarmen waardoor steeds een overschatting van de werkelijke kiplast wordt bekomen. Toch tonen de metingen aan dat de vermindering van de kiplast ten gevolge van het visco-elastisch gedrag op lange termijn niet te onderschatten valt.

6. Numerieke studie van het mechanisch gedrag

Het is mogelijk het visco-elastisch gedrag van de tussenlaag rechtstreeks te implementeren in een numeriek model. Een vergelijking met elastische numerieke berekeningen moet dan bevestigen of het correspondentieprincipe wel degelijk gegrond is. Daarnaast maakt een visco-elastische berekening het overbodig steeds de waarde van de glijdingsmodulus op te zoeken die hoort bij een bepaalde belastingsduur en omgevingstemperatuur. Wel moet er op gelet worden dat de berekeningsduur niet te hoog oploopt.

Bij zowel buig- als kipproblemen kwamen de resultaten van de elastische en visco-elastische berekeningen goed overeen. Het is dus wel degelijk verantwoord een tijdsopname te nemen van het gedrag van de tussenlaag om realistische resultaten te bekomen. Daarnaast is de overeenkomst tussen de theoretische en numerieke berekeningen opvallend goed.

Bij buigproblemen nam de berekeningstijd van het visco-elastisch model zeer snel toe waardoor een elastische berekening aangewezen lijkt. Dit was niet het geval bij een visco-elastische kippberekening aangezien het hier om een vervormingsgestuurde proef gaat.

7. Aanbevelingen

Het is noodzakelijk om de proeven op hoge temperatuur nauwgezet op te volgen om representatieve resultaten te bekomen. In het kader van dit werk is reeds wat ervaring opgedaan om de geldigheid van de resultaten van zowel buig- als kippproeven te verbeteren. Enkele eenvoudige doch belangrijke aspecten worden hieronder opgesomd:

- Een theoretisch berekening kan een eerste schatting geven van het ingaand vermogen om de proefstukken op een bepaalde temperatuur te houden. In praktijk zal het echter steeds nodig zijn om de installatie bij te regelen, waarvoor een thermokoppel aan de voorzijde van het proefstuk onontbeerlijk is.
- Het gebruik van een thermisch isolerend plaatje tussen thermokoppel en kleefband, evenals het plaatsen van een reflecterend aluminiumfolie zorgen ervoor dat enkel de glastemperatuur zelf wordt gemeten.
- Voorbijlopende personen, open deuren, elektrische apparaten kunnen luchtstromen rond de proefopstelling veroorzaken, die moet vermeden worden. Een afscherming van de proefopstelling kan een oplossing bieden en verkleint tevens de natuurlijk convectie waardoor minder warmteverliezen zullen optreden.
- Toeschouwers, bezonning en elektrische apparaten kunnen lokaal de omgevings-temperatuur wijzigen, wat opnieuw vermeden dient te worden. Een afscherming kan in sommige gevallen een oplossing bieden.
- Een extra infraroodstraler zou, zeker voor de buigproeven, een meerwaarde kunnen vormen aangezien dan de proefstukken over hun volledige lengte homogeen kunnen verwarmd worden. Ook voor de kippproeven kan een extra verwarmingselement bijdragen tot betere resultaten doordat de minder goed verwarmde delen aan de uiteinden kunnen verkleind worden.
- Uit veiligheidsoverwegingen, zeker bij langdurige proeven, is het steeds noodzakelijk om een voldoende marge te voorzien op het toegelaten vermogen van de gebruikte verlengkabels en stopcontacten. Verlengkabels moet ook steeds ontrold worden om oververhitting te vermijden.

Ten slotte is het interessant nog even te herinneren aan de verschillende afhankelijkheid van de equivalente buig- en wringstijfheid van de glijdingsmodulus. Aangezien bij buigproeven enkel de buigstijfheid tussenkamt, die voor SGP weinig afhankelijk is van de glijdingsmodulus, is het moeilijk de ondergrens praktisch vast te stellen.

Bij wringproeven zou dit niet het geval zijn aangezien de wringstijfheid wel sterk afhankelijk is van de glijdingsmodulus, zelfs voor liggers met een SGP-folie.

8. Algemeen besluit

Deze scriptie tracht op theoretische, experimentele en numerieke wijze tot een beter inzicht te leiden in het tijds- en temperatuursafhankelijke gedrag van gelamineerde liggers met zowel ‘klassieke’ als ‘recent’ ontwikkelde tussenlagen. Voor zowel toepassingen van buig- als kipproblemen zijn grote verbeteringen mogelijk door het gebruik van de ‘nieuwere’ tussenlagen.

De doelstellingen die voorop werden gesteld, zijn bereikt. De opvallendste resultaten zijn:

- Het model van Bennison, op basis van een veralgemeende Maxwell-reeks, laat toe het werkelijk materiaalgedrag van PVB goed te beschrijven. Voor SGP wijst de beperkte meetcampagne op een ondergrens van de glijdingsmodulus van ongeveer 2N/mm^2 , zoals vooropgesteld door de producent DuPont. Een uitgebreidere meetcampagne is echter noodzakelijk om dit te bevestigen.
- Zowel voor buig- als kipproblemen zijn er grote verbeteringen mogelijk door het gebruik van SGP in plaats van PVB. De materiaalbesparingen die hierdoor mogelijk worden, zijn afhankelijk van geval tot geval. Deze bevindingen worden bevestigd door zowel theoretische als experimentele resultaten.
- In het kader van deze scriptie werd een verwarmingsinstallatie ontworpen, die toelaat om zowel buig- als kipproeven uit te voeren op hoge temperatuur. Bij een goede afregeling van de installatie is het bovendien mogelijk om de belastingsduur sterk te vergroten.
- Het is verantwoord om elastische berekeningen in plaats van visco-elastische berekeningen uit te voeren om zowel buig- als kipproblemen van gelamineerde glazen liggers te onderzoeken.

BIJLAGEN

Bijlage A:
Visco-elastische eigenschappen van butacite® PVB en SGP

i	G_i/G_0 [-]	t_i [s]
1	0,1606000	3,2557E-11
2	0,0787770	4,9491E-09
3	0,2912000	7,2427E-08
4	0,0711550	9,8635E-06
5	0,2688000	2,8059E-03
6	0,0895860	1,6441E-01
7	0,0301830	2,2648E+00
8	0,0076056	3,5364E+01
9	0,0009634	9,3675E+01
10	0,0004059	6,4141E+05
11	0,0006143	4,1347E+07

Tabel A.1: Termen in de veralgemeende Maxwell-reeks voor relaxatie van de glijdingsmodulus voor Butacite® PVB bij een referentietemperatuur van 20°C.

i	G_i/G_0 [-]	t_i [s]
1	7,7434E-03	1,50294E+11
2	1,2042E-02	9,38552E+06
3	2,7682E-02	1,28458E+05
4	5,7071E-02	3,92762E+03
5	9,5388E-02	1,32671E+02
6	1,3210E-01	5,48129E+00
7	1,3440E-01	7,35295E-02
8	1,1500E-01	4,67056E-04
9	9,4317E-02	3,50109E-06
10	8,8970E-02	1,13565E-08
11	1,0810E-01	9,93095E-11
12	1,2710E-01	9,53497E-13

Tabel A.2: Termen in de veralgemeende Maxwell-reeks voor relaxatie van de glijdingsmodulus voor SGP bij een referentietemperatuur van 25°C.

	T_0 [°C]	G_0 [MPa]	c_1 [-]	c_2 [-]
Butacite® PVB	20	471	20,7	91,1
SGP	25	375	135	600

Tabel A.3: Visco-elastische constanten voor Butacite® PVB en SGP.

$G(t, T) = A(T) - B(T) \cdot \log(t)$	A [N/mm ² s]	B [N/mm ²]
20°C < T < 70°C, 0s < t < t _∞	9 ^E -05 T -0,0329	-0,0131 T +1,061
T = 20°C, 0s < t > 1000s*	-0,0311	0,82
T = 10°C, 0s < t > 1000s*	-0,066	1,53
T = 0°C, 0s < t < t _∞	Zie tabel A.5	Zie tabel A.5

* Deze waarden kunnen ook worden toegepast buiten hun tijdsdomein (t<1000s), hoewel daar de waarden van Tabel A.5 meer toepasselijk zijn.

Tabel A.4: Factoren voor de logaritmische benaderingsformule voor PVB volgens Schüler

$G(t, T) = G_{\infty} + \sum_{i=1}^n G_i \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_i(T)}\right)$		Individuele glijmoduli G _i [N/mm ²]				Relaxatietijden τ _i [s]		
		G	G ₁	G ₂	G ₃	τ ₁	τ ₂	τ ₃
T > 20°C	0s < t < t _∞	-	-	-	-	-	-	-
T = 20°C	10s < t < 1000s	0,602	0,91	0,14	-	40,0	250,0	-
T = 10°C	10s < t < 1000s	1,020	26,0	8,0	-	45,0	200,0	-
T = 0°C	10s < t < 4m**	1,500	78,9	13,5	6,1	51,0 ^{E03}	35,5 ^{E04}	18,5 ^{E06}

* Deze waarden gelden enkel in hun tijdsdomein.

** De proefgegevens bij 0°C laten een extrapolatie tot maximaal 4 maanden toe.

Tabel A.5: Factoren voor de exponentiële benaderingsformule voor PVB volgens Schüler*

t/T	1s	5s	10s	20s	1 min	1 h	1 w	1 m	3 m
< 0°C	100,0	100,0	99,98	99,96	99,90	94,50	8,97	4,08	1,95
< 10°C	34,40	32,08	29,44	24,92	13,80	0,99	0,65	0,55	0,48
< 20°C	1,66	1,57	1,47	1,31	0,93	0,57	0,41	0,36	0,32
< 30°C	0,67	0,62	0,60	0,58	0,54	0,42	0,27	0,22	0,19
< 40°C	0,54	0,49	0,47	0,45	0,42	0,30	0,12	0,08	0,05
< 50°C	0,41	0,36	0,34	0,32	0,29	0,18	0,03	0,0	0,0
< 60°C	0,28	0,24	0,22	0,20	0,17	0,05	0,0	0,0	0,0
< 70°C	0,15	0,11	0,09	0,07	0,04	0,0	0,0	0,0	0,0

* Deze waarden werden bekomen op basis van de Tabel A.4 en Tabel A.5 en zijn gemiddelde waarden met betrekking tot systeemtype, foliedikte en samenstelling.

Tabel A.6: Glijdingsmodulus van een PVB-folie bij constante belasting en constante temperatuur volgens Schüler*

Bijlage B:
Details van het verloop van de glijdingsmodulus voor butacite® PVB

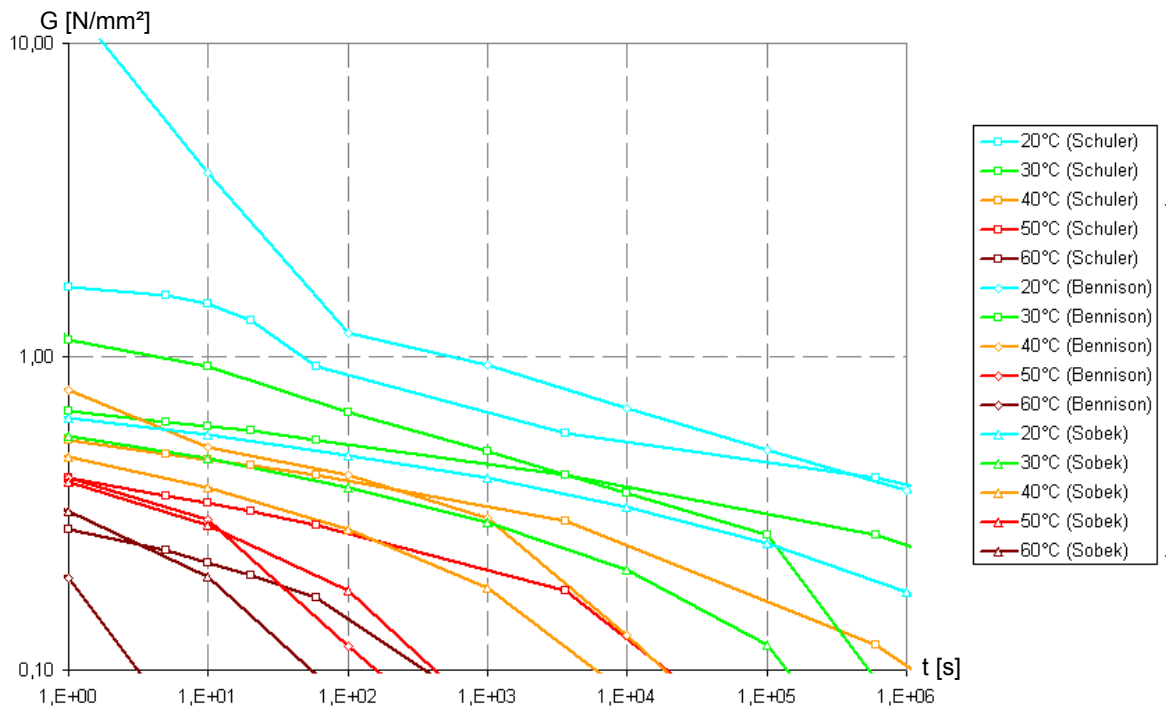


Fig.B.1: Detail van het verloop van $G(t,T)$ tussen 1s en 1^E06 s voor 0°C tot 60°C

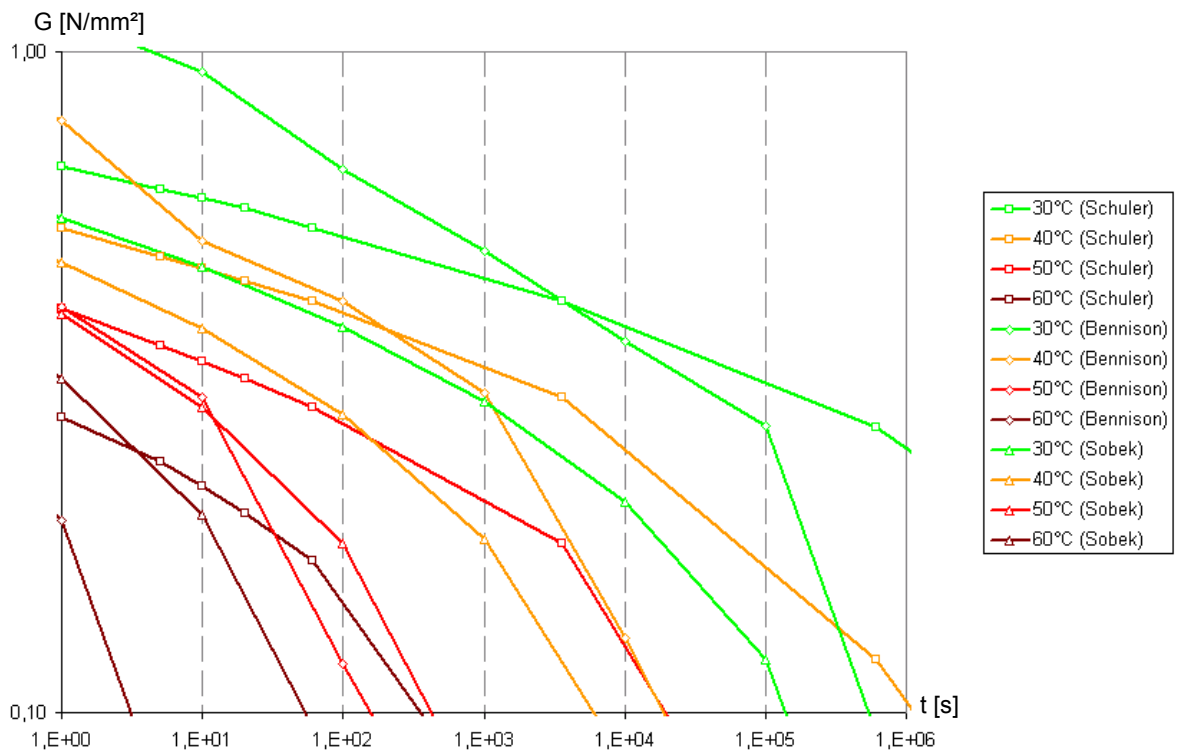


Fig.B.2: Detail van het verloop van $G(t,T)$ tussen 1s en 1^E06 s voor 0°C tot 60°C

Bijlage C:
Verloop van de equivalente buig- en wringstijfheid voor SGP en PVB

t [s]	G [N/mm ²]	EI _{equi} [Nmm ²]	afw. [-]	GI _{equi} [Nmm ²]	afw. [-]
1,00E-12	371,44	2,1572E+09	1,00	3,0134E+09	1,00
1,00E-11	349,12	2,1571E+09	1,00	2,9897E+09	0,99
1,00E-10	324,45	2,1569E+09	1,00	2,9605E+09	0,98
1,00E-09	305,95	2,1568E+09	1,00	2,9361E+09	0,97
1,00E-08	284,73	2,1566E+09	1,00	2,9049E+09	0,96
1,00E-07	270,85	2,1564E+09	1,00	2,8823E+09	0,96
1,00E-06	252,75	2,1562E+09	1,00	2,8500E+09	0,95
1,00E-05	246,68	2,1562E+09	1,00	2,8384E+09	0,94
1,00E-04	221,74	2,1558E+09	1,00	2,7853E+09	0,92
1,00E-03	211,75	2,1556E+09	1,00	2,7614E+09	0,92
1,00E-02	183,40	2,1551E+09	1,00	2,6832E+09	0,89
1,00E-01	170,09	2,1547E+09	1,00	2,6401E+09	0,88
1,00E+00	142,44	2,1539E+09	1,00	2,5331E+09	0,84
1,00E+01	118,14	2,1527E+09	1,00	2,4128E+09	0,80
1,00E+02	86,03	2,1503E+09	1,00	2,1957E+09	0,73
1,00E+03	59,41	2,1462E+09	0,99	1,9328E+09	0,64
1,00E+04	35,67	2,1376E+09	0,99	1,5845E+09	0,53
1,00E+05	20,56	2,1220E+09	0,98	1,2657E+09	0,42
1,00E+06	13,28	2,1022E+09	0,97	1,0699E+09	0,36
1,00E+07	7,15	2,0560E+09	0,95	8,7551E+08	0,29
1,00E+08	5,00	2,0153E+09	0,93	7,9985E+08	0,27
1,00E+09	2,94	1,9271E+09	0,89	7,2263E+08	0,24
1,00E+10	2,92	1,9261E+09	0,89	7,2207E+08	0,24
1,00E+11	2,80	1,9172E+09	0,89	7,1728E+08	0,24
1,00E+12	2,00	1,8380E+09	0,85	6,8612E+08	0,23
1,00E+13	2,00	1,8380E+09	0,85	6,8612E+08	0,23
1,00E+14	2,00	1,8380E+09	0,85	6,8612E+08	0,23
1,00E+15	2,00	1,8380E+09	0,85	6,8612E+08	0,23
1,00E+16	2,00	1,8380E+09	0,85	6,8612E+08	0,23
1,00E+17	2,00	1,8380E+09	0,85	6,8612E+08	0,23
1,00E+18	2,00	1,8380E+09	0,85	6,8612E+08	0,23

Tabel.C.1.: Verloop van de equivalente buig- en wringstijfheid voor SGP voor het beschouwde voorbeeld.

t [s]	G [N/mm ²]	EI _{equi} [Nmm ²]	afw. [-]	GI _{equi} [Nmm ²]	afw. [-]
1,00E-12	469,00	2,1577E+09	1,00	3,0936E+09	1,00
1,00E-11	451,00	2,1576E+09	1,00	3,0811E+09	1,00
1,00E-10	398,00	2,1574E+09	1,00	3,0385E+09	0,98
1,00E-09	387,00	2,1573E+09	1,00	3,0285E+09	0,98
1,00E-08	345,00	2,1571E+09	1,00	2,9851E+09	0,96
1,00E-07	255,00	2,1563E+09	1,00	2,8542E+09	0,92
1,00E-06	218,00	2,1557E+09	1,00	2,7766E+09	0,90
1,00E-05	199,00	2,1554E+09	1,00	2,7283E+09	0,88
1,00E-04	183,00	2,1551E+09	1,00	2,6820E+09	0,87
1,00E-03	149,00	2,1541E+09	1,00	2,5609E+09	0,83
1,00E-02	62,00	2,1468E+09	0,99	1,9631E+09	0,63
1,00E-01	41,10	2,1405E+09	0,99	1,6776E+09	0,54
1,00E+00	13,70	2,1039E+09	0,98	1,0822E+09	0,35
1,00E+01	3,86	1,9770E+09	0,92	7,5769E+08	0,24
1,00E+02	1,19	1,6784E+09	0,78	6,5375E+08	0,21
1,00E+03	0,94	1,5904E+09	0,74	6,4353E+08	0,21
1,00E+04	0,68	1,4619E+09	0,68	6,3314E+08	0,20
1,00E+05	0,50	1,3271E+09	0,62	6,2566E+08	0,20
1,00E+06	0,37	1,1951E+09	0,55	6,2033E+08	0,20
1,00E+07	0,28	1,0660E+09	0,49	6,1635E+08	0,20
1,00E+08	0,08	6,3970E+08	0,30	6,0797E+08	0,20
1,00E+09	0,05	5,5971E+08	0,26	6,0689E+08	0,20
1,00E+10	0,05	5,5971E+08	0,26	6,0689E+08	0,20
1,00E+11	0,05	5,5971E+08	0,26	6,0689E+08	0,20
1,00E+12	0,05	5,5971E+08	0,26	6,0689E+08	0,20
1,00E+13	0,05	5,5971E+08	0,26	6,0689E+08	0,20
1,00E+14	0,05	5,5971E+08	0,26	6,0689E+08	0,20
1,00E+15	0,05	5,5971E+08	0,26	6,0689E+08	0,20
1,00E+16	0,05	5,5971E+08	0,26	6,0689E+08	0,20
1,00E+17	0,05	5,5971E+08	0,26	6,0689E+08	0,20
1,00E+18	0,05	5,5971E+08	0,26	6,0689E+08	0,20

Tabel.C.2.: Verloop van de equivalente buig- en wringstijfheid voor PVB voor het beschouwde voorbeeld.

Bijlage D:
Overzicht resultaten van de buigproeven van de reeksen A en B

proefstuk	meting	$w_{0,exp}$ [mm]	$w_{00,exp}$ [mm]	$w_{\Delta T}$ [mm]	$w_{eigengewicht}$ [mm]	w_{iuk} [mm]	$w_{00,cor}$ [mm]
A1	1	18,73	22,75	1,44	-0,59	-0,26	23,34
	2	18,31	21,63	1,65	-0,59	-0,26	22,43
A2	1	17,37	22,39	1,17	-0,59	-0,26	22,70
	2	16,72	17,40	0,55	-0,59	-0,26	17,10
A3	1	18,07	17,63	1,50	-0,59	-0,26	18,28
	2	17,88	19,13	0,89	-0,59	-0,26	19,18
A4	1	17,37	18,57	0,89	-0,59	-0,26	18,61
	2	17,34	19,47	1,92	-0,59	-0,26	20,54

Tabel D.1.: Ogenblikkelijke en uiteindelijke experimenteel opgemeten doorbuiging reeks A (opstelling 1).

proefstuk	meting	$w_{0,exp}$ [mm]	$w_{00,exp}$ [mm]	$w_{\Delta T}$ [mm]	$w_{eigengewicht}$ [mm]	w_{iuk} [mm]	$w_{00,cor}$ [mm]
A1	1	18,18	19,22	0,82	-0,58	-0,26	19,20
	2	18,39	19,75	0,82	-0,58	-0,26	19,74
A2	1	17,17	19,11	0,96	-0,58	-0,26	19,23
	2	16,89	20,87	0,89	-0,58	-0,26	20,92
A3	1	17,80	20,37	0,69	-0,58	-0,26	20,21
	2	18,21	18,78	0,55	-0,58	-0,26	18,49
A4	1	17,34	21,52	0,55	-0,58	-0,26	21,23
	2	17,42	18,43	0,55	-0,58	-0,26	18,14

Tabel D.2.: Ogenblikkelijke en uiteindelijke experimenteel opgemeten doorbuiging reeks A (opstelling 2).

proefstuk	meting	$w_{0,exp}$ [mm]	$w_{00,exp}$ [mm]	$w_{\Delta T}$ [mm]	$w_{eigengewicht}$ [mm]	w_{iuk} [mm]	$w_{00,cor}$ [mm]
A1	1	18,68	21,61	1,23	-0,62	-0,27	21,96
	2	18,89	20,74	1,17	-0,62	-0,27	21,02
A2	1	17,09	20,66	0,96	-0,62	-0,27	20,73
	2	16,88	19,85	0,21	-0,62	-0,27	19,16
A3	1	18,28	18,21	1,03	-0,62	-0,27	18,35
	2	17,95	19,37	0,55	-0,62	-0,27	19,03
A4	1	17,35	19,46	0,07	-0,62	-0,27	18,64
	2	17,38	17,15	1,17	-0,62	-0,27	17,43

Tabel D.3.: Ogenblikkelijke en uiteindelijke experimenteel opgemeten doorbuiging reeks A (opstelling 3).

	w_{exp} [mm]	vormfout [mm]	w_{cor} [mm]	$w_{theo,1}$ [mm]	afw. [%]	$w_{theo,2}$ [mm]	afw. [%]
B1	19,74	-0,69	20,28	19,42	4,43	19,25	5,35
B2	22,00	-3,85	19,38	19,42	0,21	19,25	0,68
B4	20,62	-3,35	18,50	19,42	4,75	19,25	3,91
B5	20,67	-2,74	19,16	19,42	1,34	19,25	0,47

Tabel D.4.: Initiële, experimenteel opgemeten doorbuiging reeks B.

	w_0 [mm]	$w_{0,theo,1}$ [mm]	afw. [%]	$w_{0,theo,2}$ [mm]	afw.2 [%]
B1	44,68	43,51	2,69	43,26	3,28
B2	43,96	43,51	1,03	43,26	1,62
B4	43,38	43,51	0,30	43,26	0,28
B5	43,58	43,51	0,15	43,26	0,73

Tabel D.5.: Ogenblikkelijke, experimenteel opgemeten doorbuiging reeks B.

	w_{00} [mm]	$w_{00,theo,1}$ [mm]	afw. [%]	$G_{00,exp,1}$ [MPa]	$w_{00,theo,2}$ [mm]	afw. [%]	$G_{00,exp,2}$ [MPa]
B1	49,99	49,31	1,38	1,79	50,05	0,12	2,02
B2	49,96	49,31	1,32	1,80	50,05	0,18	2,03
B4	49,59	49,31	0,57	1,91	50,05	0,92	2,15
B5	49,95	49,31	1,30	1,80	50,05	0,20	2,03

Tabel D.6.: Uiteindelijke, experimenteel opgemeten doorbuiging reeks B.

Bijlage E: Southwell-plots van de reeksen A en B

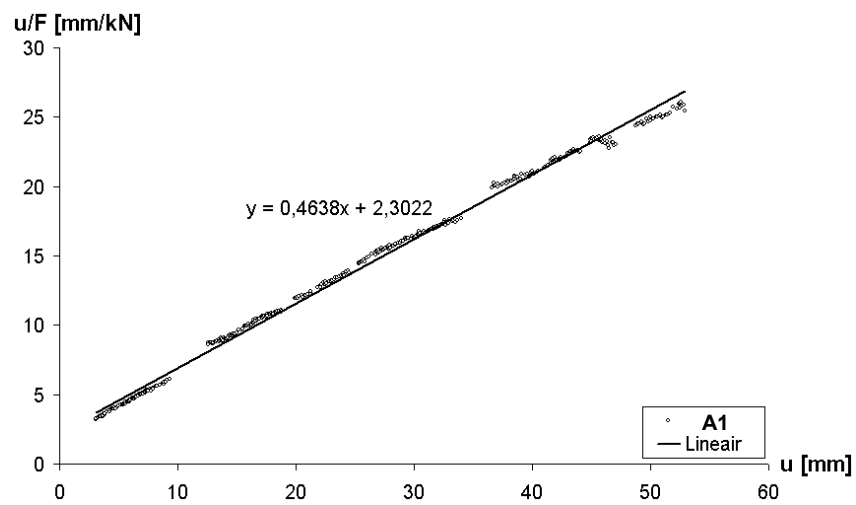


Fig. E.1.: Soutwell-plot van het proefstuk A1.

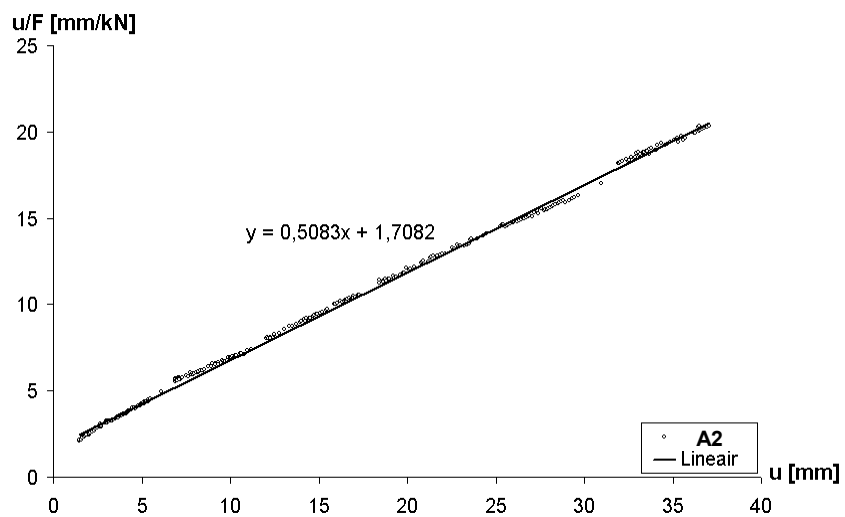


Fig. E.2.: Soutwell-plot van het proefstuk A2.

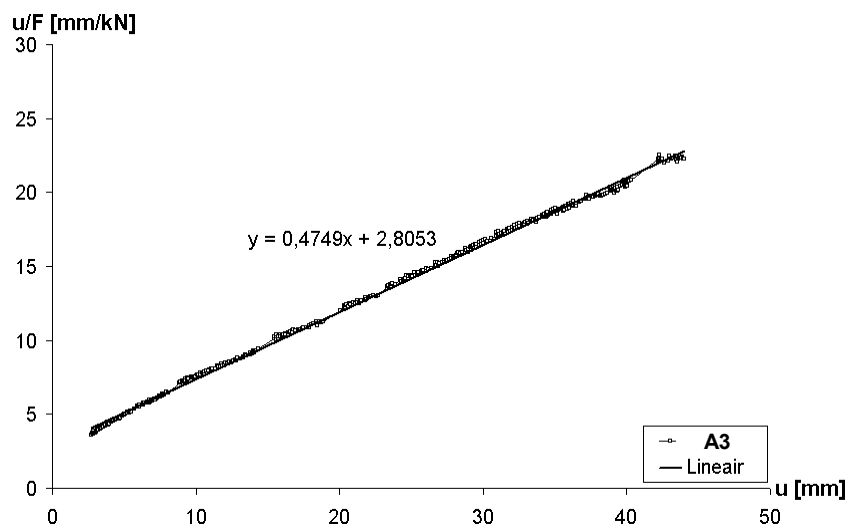


Fig. E.3.: Soutwell-plot van het proefstuk A3.

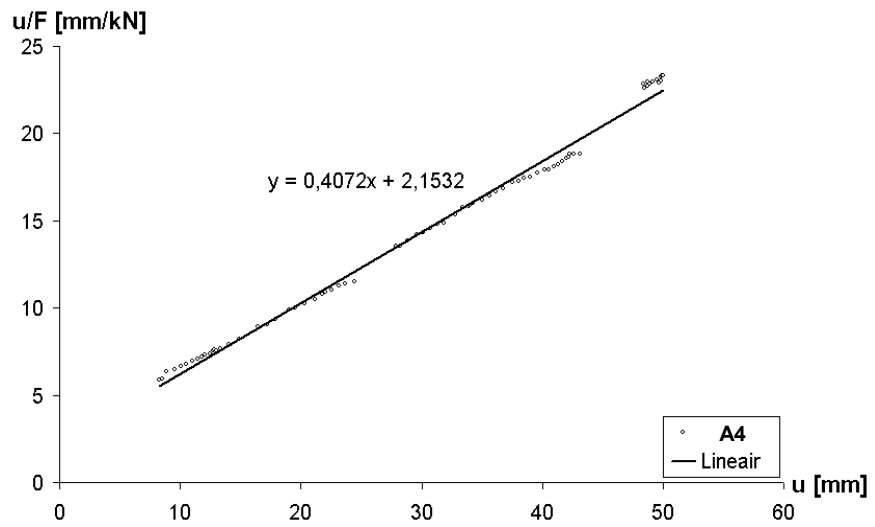


Fig. E.4.: Soutwell-plot van het proefstuk A4.

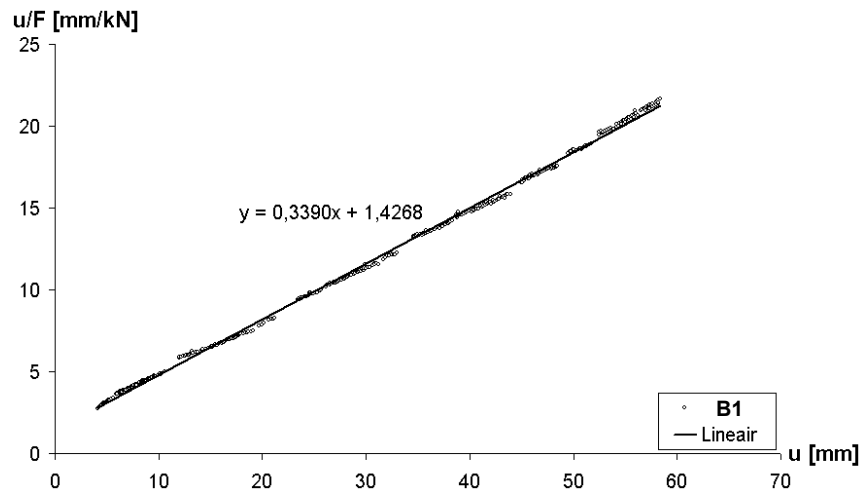


Fig. E.5.: Soutwell-plot van het proefstuk B1.

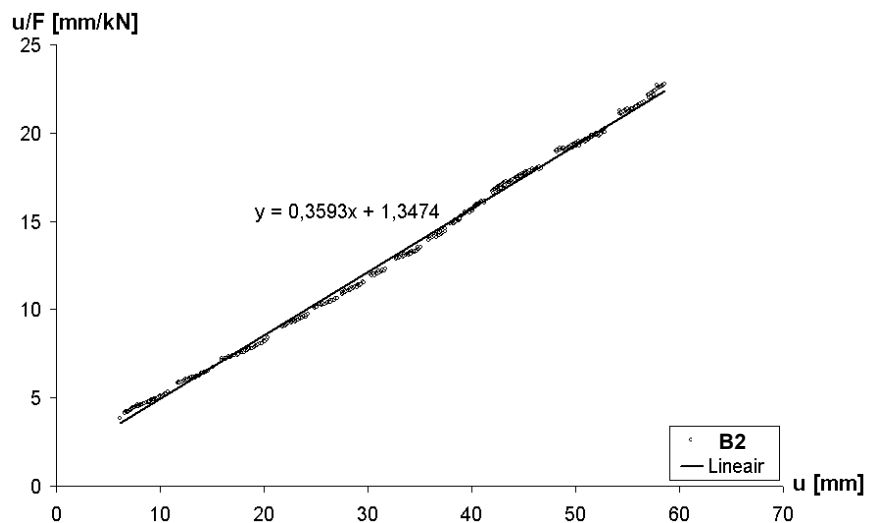


Fig. E.6.: Soutwell-plot van het proefstuk B2.

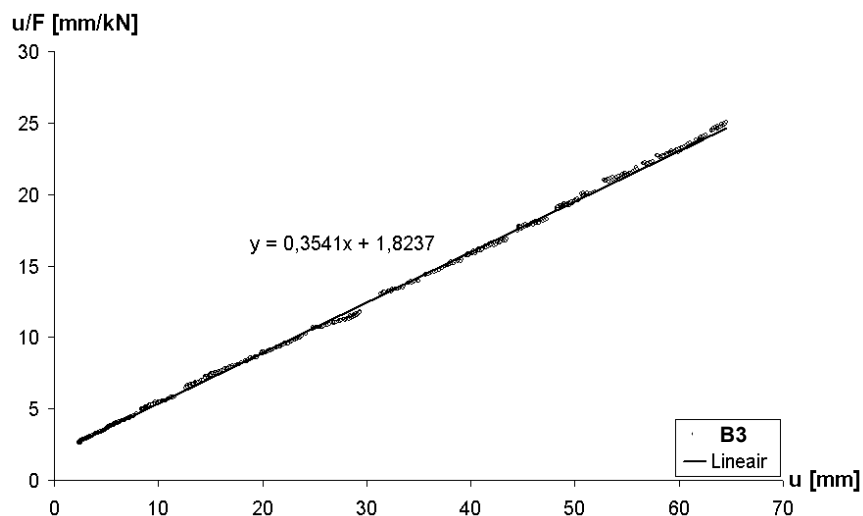


Fig. E.7.: Soutwell-plot van het proefstuk B3.

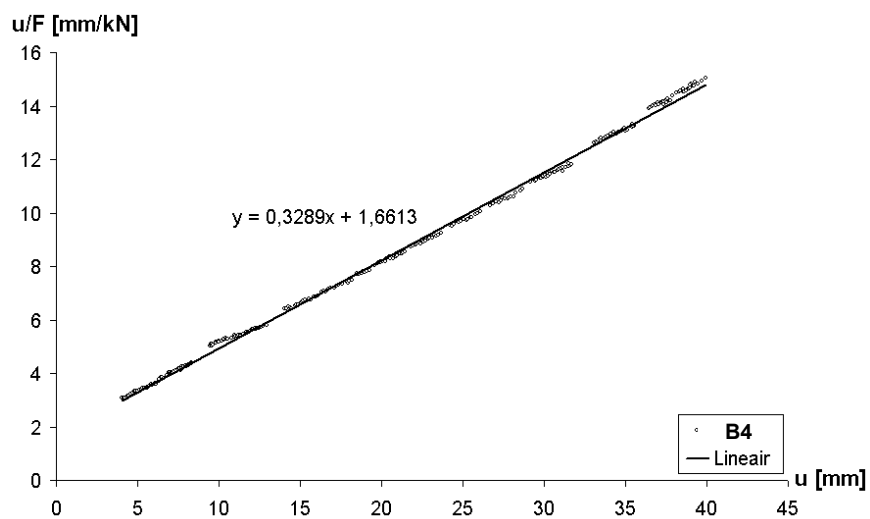


Fig. E.8.: Soutwell-plot van het proefstuk B4.

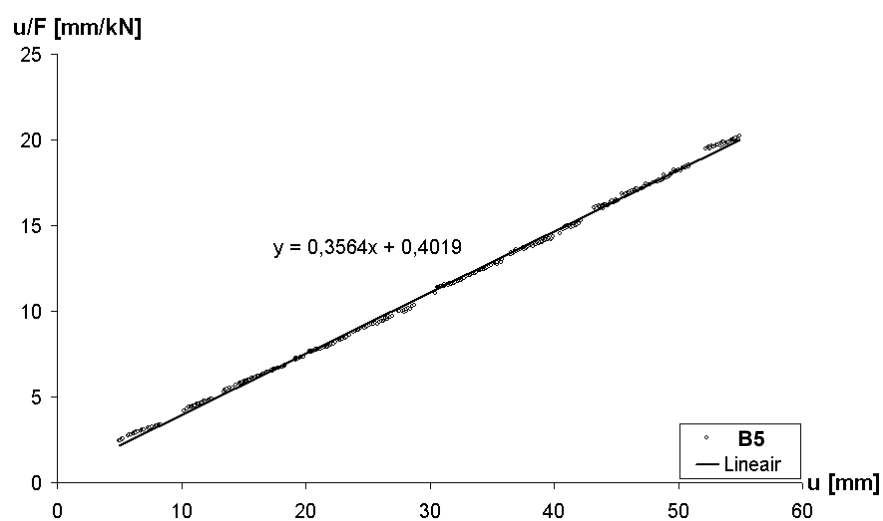


Fig. E.9.: Soutwell-plot van het proefstuk B5.

Bijlage F:
Overzicht resultaten de kipproeven van de reeksen A en B

	$F_{cr,theo}$ [kN]	$F_{cr,exp}$ [kN]	afw. [kN]	afw. [%]
A1	2,183	2,579	18,12	18,12
A2	2,183	2,390	9,47	9,47
A3	2,183	2,528	15,81	15,81
A4	2,183	2,932	34,30	34,30

	$w_{0,exp}^*$ [mm]	$w_{0,Southwell}$ [mm]	afw. [mm]	afw. [%]
A1	5,11	4,96	0,15	2,95
A2	7,76	3,36	4,40	130,91
A3	5,04	5,91	0,87	17,21
A4	3,27	6,57	3,30	100,97

*Opmerking: bij de initiële vormfout werd de opgemeten verplaatsing tijdens het opwarmen opgeteld.

Tabel F.1: Resultaten kipproeven reeks A bij 55°C.

	$F_{cr,theo}$ [kN]	$F_{cr,exp}$ [kN]	afw. [kN]	afw. [%]
B1	3,178	3,414	0,236	7,42
B2	3,178	3,250	0,072	2,26
B3	3,178	3,291	0,113	3,54
B4	3,178	3,507	0,329	10,35
B5	3,178	3,272	0,094	2,97

	$w_{0,exp}^*$ [mm]	$w_{0,Soutwell}$ [mm]	afw. [mm]	afw. [%]
B1	3,49	4,17	0,68	16,37
B2	5,20	3,75	1,45	38,66
B3	6,06	5,15	0,91	17,66
B4	5,59	5,05	0,54	10,67
B5	4,86	1,13	3,73	330,98

*Opmerking: bij de initiële vormfout werd de opgemeten verplaatsing tijdens het opwarmen opgeteld.

Tabel F.2: Resultaten kipproeven reeks B bij 55°C.

Bijlage G: Parameters en waarden van de benaderende Maxwell-reeks

G_i/G_0 [-]	T_i [s]
1,2710E-01	9,5350E-13
1,0810E-01	9,9312E-11
8,9009E-02	1,1365E-08
9,4447E-02	3,5206E-06
1,1540E-01	4,7393E-04
1,3920E-01	7,8956E-02
1,6870E-01	9,2570E+00
1,0500E-01	1,0090E+03
3,3084E-02	1,0440E+05
1,2011E-02	9,3095E+06
2,5435E-03	3,4083E+10

Tabel G.1: Parameters van de benaderende Maxwell-reeks.

t [s]	$G_{\text{origineel}}$ [MPa]	$G_{\text{benaderend}}$ [MPa]	afw. [MPa]	afw. [%]
1,00E-12	3,44E+02	3,44E+02	0,01	0,00
1,00E-11	3,23E+02	3,23E+02	0,01	0,00
1,00E-10	3,01E+02	3,01E+02	0,01	0,00
1,00E-09	2,84E+02	2,84E+02	0,01	0,00
1,00E-08	2,67E+02	2,67E+02	0,01	0,00
1,00E-07	2,52E+02	2,52E+02	0,02	0,01
1,00E-06	2,45E+02	2,45E+02	0,01	0,00
1,00E-05	2,19E+02	2,19E+02	0,02	0,01
1,00E-04	2,10E+02	2,10E+02	0,01	0,01
1,00E-03	1,79E+02	1,79E+02	0,02	0,01
1,00E-02	1,68E+02	1,68E+02	0,00	0,00
1,00E-01	1,37E+02	1,37E+02	0,01	0,00
1,00E+00	1,16E+02	1,16E+02	0,00	0,00
1,00E+01	8,03E+01	8,03E+01	0,00	0,01
1,00E+02	5,55E+01	5,55E+01	0,01	0,02
1,00E+03	3,44E+01	3,44E+01	0,02	0,06
1,00E+04	1,87E+01	1,87E+01	0,02	0,11
1,00E+05	1,22E+01	1,22E+01	0,02	0,17
1,00E+06	7,00E+00	7,02E+00	0,02	0,30
1,00E+07	4,49E+00	4,51E+00	0,02	0,46
1,00E+08	2,93E+00	2,97E+00	0,04	1,28
1,00E+09	2,92E+00	2,95E+00	0,03	1,03
1,00E+10	2,75E+00	2,73E+00	0,02	0,63
1,00E+11	2,00E+00	2,07E+00	0,07	3,57
1,00E+12	2,00E+00	2,02E+00	0,02	1,04

Tabel G.2: Vergelijking originele en benaderende Maxwell-reeks.

Bijlage H: Inputfile voor een visco-elastische berekening van buiging om de zwakke as

```

*heading
Buiging van een gelamineerde ligger met SGP-folie om de zwakke as
Belastingsduur invullen bij de definitie van de berekeningswijze [step]
Belastingstemperatuur invullen in het bijhorende veld [Boundary]
Elementennet met C3D20R
*parameter
#
#Geometrische en belastingsparameters (last/4 invullen wegens symmetrie)
#
totale_lengte=2.950
dikte=0.006
Lfractie_hoogte=19.66667
halvelengte=totale_lengte/2
hoogte=totale_lengte/Lfractie_hoogte
puntkracht=17.5
t_dikte=0.00152
#
#Elastische materiaaleigenschappen (onveranderlijk)
#
young=70e+09
poisson=0.23
t0_young=1058.823529e06
t0_poisson=0.41176471
##
##Mesh parameters [aantal knopen?]= ELx2+1=oneven! (veranderlijk)
##
aantal_knopen_halvelengte=101
aantal_knopen_hoogte=11
aantal_knopen_dikte=3
t_aantal_knopen_halvelengte=aantal_knopen_halvelengte
t_aantal_knopen_hoogte=aantal_knopen_hoogte
t_aantal_knopen_dikte=5
##
##Afhankelijke parameters

...

**
**MATERIALEN (mastercurve SGP, 25°C)
**
*material, name=glass
*elastic
<young>, <poisson>
*material, name=SGP
*elastic, moduli=instantaneous
<t0_young>, <t0_poisson>
*VISCOELASTIC, TIME=RELAXATION TEST DATA, errtol=0.001,
nmax=12
*SHEAR TEST DATA, SHRINF=5.3333333E-03
9.1634087E-01, 1E-12
8.6246990E-01, 1E-11
8.0350951E-01, 1E-10
7.5727813E-01, 1E-9
7.1244134E-01, 1E-8
6.7316271E-01, 1E-7

```

De initiële elasticiteitsmodulus E_0 van de tussenlaag en bijhorende modulus van poisson ν mogen niet gewijzigd worden en werden bepaald via:

$$E_0 = \frac{3}{\frac{1}{3K} + \frac{1}{G_0}} \text{ en } \nu_0 = \frac{E_0}{2G_0} - 1$$

Opbouw van het geometrisch model, analoog aan De Meester [30].

Benaderende Maxwell-reeks op basis van de resultaten van een relaxatietest.

**errtol: nauwkeurigheid van de kleinste-kwadraten-methode
nmax: maximaal aantal termen in de benaderende Maxwell-reeks.

6.5214858E-01, 1E-6
5.8448011E-01, 1E-5
5.5916298E-01, 1E-4
4.7818853E-01, 1E-3
4.4917495E-01, 1E-2
3.6414675E-01, 1E-1
3.0935257E-01, 1E+0
2.1425006E-01, 1E+1
1.4805831E-01, 1E+2
9.1631516E-02, 1E+3
4.9941714E-02, 1E+4
3.2453466E-02, 1E+5
1.8666414E-02, 1E+6
1.1978743E-02, 1E+7
7.8251336E-03, 1E+8
7.7786493E-03, 1E+9
7.3315495E-03, 1E+10
5.3333333E-03, 1E+11

*trs, definition=wlf

25,135,600

**

**RANDVOORWAARDEN

**

*boundary

midvlak,encastre

*Initial conditions,type=temperature

OppTussenlaag, 25.

**

**BEREKENINGSOORT [initial increment, time periode, min. increment,
max. increment]

**

*step, nlgeom=YES

*Visco, cetol=5E-3

10., 10000., 1E-3, 10.

**

**BELASTING

**

*cload

laminat.glaspaneel_1.<links_boven_voor>,2,-<puntkracht>

laminat.glaspaneel_1.<links_onder_voor>,2,-<puntkracht>

**

**

**GEGEVENSSELECTIE

**

*Output, field

*Node Output

U,

*element output

S

*Output, history

*Node Output, nset=Meetpunt

U2,

*end step

Definitie van de tijdsverschuivingsfunctie volgens Ferry.

Inklemming in het midden en definitie van omgevingstemperatuur.

Visco-elastische, niet-lineaire berekening.

Bijlage I: Vergelijking numerieke en theoretische waarden van de doorbuiging

t [s]	G [Mpa]	$v_{num,elast}$ [mm]	$v_{num,visco}$ [mm]	afw. [mm]	afw. [%]	$v_{theo,elast}$ [mm]
1	116,01	17,32	/	/	/	17,39
10	80,34	17,35	17,33	0,02	0,12	17,42
100	55,52	17,38	17,38	0,00	0,01	17,45
1000	34,36	17,45	17,43	0,02	0,10	17,52
3000	27,56	17,50	17,50	0,00	0,02	17,57
5000	23,43	17,53	17,54	0,01	0,07	17,61
7000	20,88	17,57	17,56	0,01	0,03	17,64
9000	19,29	17,59	17,58	0,01	0,07	17,66
10000	18,73	17,60	17,58	0,02	0,10	17,67

Tabel I.1: Reeks A, T=25°C.

t [s]	G [Mpa]	$v_{num,elast}$ [mm]	$v_{num,visco}$ [mm]	afw. [mm]	afw. [%]	$v_{theo,elast}$ [mm]
1	6,33	18,20	/	/	/	18,32
10	3,19	19,06	18,57	0,49	2,58	19,27
100	2,93	19,21	19,20	0,01	0,04	19,43
1000	2,88	19,24	19,24	0,00	0,01	19,47
3000	2,78	19,31	19,33	0,02	0,08	19,54
5000	2,69	19,38	19,40	0,02	0,10	19,61
7000	2,60	19,45	19,47	0,02	0,09	19,69
9000	2,51	19,52	19,53	0,01	0,04	19,77
10000	2,46	19,56	19,55	0,01	0,03	19,82

Tabel I.2: Reeks A, T=55°C.

t [s]	G [Mpa]	$v_{num,elast}$ [mm]	$v_{num,visco}$ [mm]	afw. [mm]	afw. [%]	$v_{theo,elast}$ [mm]
1	116,01	12,97	/	/	/	13,04
10	80,34	12,99	12,98	0,01	0,07	13,06
100	55,52	13,02	13,02	0,00	0,00	13,09
1000	34,36	13,08	13,06	0,02	0,14	13,14
3000	27,56	13,11	13,12	0,01	0,06	13,17
5000	23,43	13,14	13,15	0,01	0,06	13,20
7000	20,88	13,16	13,16	0,00	0,03	13,23
9000	19,29	13,18	13,17	0,01	0,05	13,25
10000	18,73	13,19	13,18	0,01	0,10	13,25

Tabel I.3: Reeks B, T=25°C.

t [s]	G [Mpa]	$v_{num,elast}$ [mm]	$v_{num,visco}$ [mm]	afw. [mm]	afw. [%]	$v_{theo,elast}$ [mm]
1	6,33	13,65	/	/	/	13,74
10	3,19	14,29	13,92	0,37	2,59	14,45
100	2,93	14,40	14,39	0,01	0,04	14,57
1000	2,88	14,43	14,43	0,00	0,03	14,60
3000	2,78	14,48	14,49	0,01	0,05	14,66
5000	2,69	14,53	14,54	0,01	0,09	14,71
7000	2,60	14,58	14,59	0,01	0,09	14,77
9000	2,51	14,64	14,64	0,00	0,01	14,83
10000	2,46	14,66	14,66	0,00	0,00	14,86

Tabel I.4: Reeks B, T=55°C.

Bijlage J: Inputfile voor een visco-elastische berekening van de kiplast

```

*heading
Kippen van een gelamineerde ligger met SGP-folie
Belastingstemperatuur invullen in het bijhorende veld [Boundary]
Elementennet met C3D8
*parameter
#
#Geometrische en belastingsparameters (veranderbaar)
#
totale_lengte=3.00
dikte=0.006
Lfractie_hoogte=20
puntkracht=0.25
t_dikte=0.00152
Lfractie_vormfout=200
#
#Elastische materiaaleigenschappen (onveranderbaar)
#
young=70e+09
poisson=0.23
t0_young=1058.823529e06
t0_poisson=0.41176471
##
##Mesh parameters [aantal knopen?]= EL+1 (veranderbaar)
##
aantal_knopen_halvelengte=41
aantal_knopen_dikte=3
aantal_knopen_hoogte=5
t_aantal_knopen_halvelengte=aantal_knopen_halvelengte
t_aantal_knopen_hoogte=aantal_knopen_hoogte
t_aantal_knopen_dikte=2
##
##Afhankelijke parameters (niet veranderbaar)
##
...

*imperfection, file=A_pre_gewoon, step=1
1,<vormfout>
*nset, nset=belastingsknoop
laminat.glaspaneel_2.<mid_boven_voor>
*material, name=glas
*elastic
<young>,<poisson>
*material, name=SGP
*elastic,moduli=instantaneous
<t0_young>,<t0_poisson>
*VISCOELASTIC,TIME=RELAXATION TEST DATA, errtol=0.01,
nmax=12
*SHEAR TEST DATA,SHRINF=5.3333333E-03
9.1634087E-01, 1E-12
8.6246990E-01, 1E-11
8.0350951E-01, 1E-10
7.5727813E-01, 1E-9
7.1244134E-01, 1E-8
6.7316271E-01, 1E-7

```

De initiële elasticiteitsmodulus E_0 van de tussenlaag en bijhorende modulus van poisson ν mogen niet gewijzigd worden en werden bepaald via:

$$E_0 = \frac{3}{\frac{1}{3K} + \frac{1}{G_0}} \text{ en } \nu_0 = \frac{E_0}{2G_0} - 1$$

Opbouw van het geometrisch model, analoog aan De Meester [30].

Inlezen van de initiële vormfout als eerste eigenmode.

Benaderende Maxwell-reeks op basis van de resultaten van een relaxatietest.

**errtol: nauwkeurigheid van de kleinste-kwadraten-methode
nmax: maximaal aantal termen in de benaderende Maxwell-reeks.

```

6.5214858E-01, 1E-6
5.8448011E-01, 1E-5
5.5916298E-01, 1E-4
4.7818853E-01, 1E-3
4.4917495E-01, 1E-2
3.6414675E-01, 1E-1
3.0935257E-01, 1E+0
2.1425006E-01, 1E+1
1.4805831E-01, 1E+2
9.1631516E-02, 1E+3
4.9941714E-02, 1E+4
3.2453466E-02, 1E+5
1.8666414E-02, 1E+6
1.1978743E-02, 1E+7
7.8251336E-03, 1E+8
7.7786493E-03, 1E+9
7.3315495E-03, 1E+10
5.3333333E-03, 1E+11
*trs, definition=wlf
25,135,600
**
**RANDVOORWAARDEN
**
*boundary
vlak_mid,1
oplegging_links,3
vork_links,2
*Initial conditions,type=temperature
OppTussenlaag, 55.
**
**BELASTINGSTYPE
**
*step, nlgeom, inc=100000
Vervormingsgestuurde simulatie
*visco, cetol=1E-3
1e-03,1200,1e-15,10
**
**VERVORMINGSGESTUURD
**
*boundary
belastingsknoop,3,3,-0.060
**
**GEGEVENSSELCECTIE
**
*output, field
*node output
U, RF
*element output
S
*output, history
*node output, nset=belastingsknoop
U2, U3
RF3
*el print
*node print
*end step

```

Definitie van de tijdsverschuivingsfunctie volgens Ferry.

Definitie van omgevingstemperatuur.

*Visco-elastische, niet-lineaire berekening.
inc: het maximaal aantal incrementen.

Bijlage K:
Vergelijking numerieke en theoretische waarden van de kiplast

u [mm]	$F_{cr,G=6,33MPa}$ [N]	$F_{cr,G=2,87MPa}$ [N]	$F_{cr,visco}$ [N]	afw. [%]
0	0	0	0	/
10	855	787	801	1,77
20	1236	1132	1147	1,33
30	1454	1331	1344	0,97
40	1599	1464	1475	0,75
50	1706	1561	1571	0,60
60	1790	1639	1647	0,49
70	1861	1705	1712	0,40
80	1924	1763	1769	0,33
90	1981	1817	1822	0,26
100	2036	1869	1873	0,20
110	2089	1920	1923	0,15

Tabel K.1: Reeks A, T=55°C.

u [mm]	$F_{cr,G=6,33MPa}$ [N]	$F_{cr,G=2,87MPa}$ [N]	$F_{cr,visco}$ [N]	afw. [%]
0	0	0	0	/
10	1167	1049	1074	2,46
20	1701	1518	1542	1,56
30	2010	1789	1810	1,16
40	2216	1970	1988	0,91
50	2367	2104	2119	0,73
60	2486	2210	2223	0,60
70	2585	2299	2311	0,51
80	2672	2378	2389	0,43
90	2751	2451	2460	0,35
100	2825	2521	2528	0,28
110	2897	2589	2594	0,22
120	2967	2656	2661	0,16

Tabel K.2: Reeks B, T=55°C.

REFERENTIES

- [1] Y. HOUBAERT, Materiaalkunde A, Faculteit Toegepaste Wetenschappen, Universiteit Gent, 2003.
- [2] W. VAN PAEPEGEM, Mechanica van Materialen, Faculteit Toegepaste Wetenschappen, Universiteit Gent, 2002.
- [3] J. D. FERRY, Viscoelastic properties of polymers, Third Edition, John Wiley & Sons. Inc., New York, 1980.
- [4] M. KUTTERER, Verbundglasplatten: Näherungslösungen zur Berücksichtigung von Schubverbund und Membrantragwirkung, Universität Stuttgart, 2003.
- [5] M. WENG, Werkstoffgerechte Bestimmung und Beschreibung des mechanischen Verhaltens von Thermoplasten, RWTH, Aachen, 1988.
- [6] A. VAN DUSER., A. JAGOTA, S.J. BENNISON, Analysis of Glass / PVB laminates subjected to uniform pressure, Journal of engineering mechanics, Vol. 125, No. 4, April 1999.
- [7] W. SOBEK, M. KUTTERER, R. MESSMER, Untersuchungen zum Schubverbund bei Verbundsicherheitsglas – Ermittlung des zeit- und temperaturabhängigen schubmoduls von PVB, Bauingenieur, Band 75, Januari 2000.
- [8] C. SCHULER, Einfluss des Materialverhaltens von Polyvinylbutyral auf das Tragverhalten von Verbundsicherheitsglas in Abhängigkeit von Temperatur und Belastung, Technische Universität München, 2003.
- [9] B. BOS, L. DORTMANS, A. PIERS, Samenwerking in gelamineerd glas, TNO, Eindhoven, 2003.
- [10] A. FRIED, Zum Schubverhalten von VSG, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1995.
- [11] H. GRAF, Untersuchungen zum Tragverhalten von Verbundsicherheitsglas bei linienförmiger und punktueller Lagerung, Technische Universität München, 2003.
- [12] NEN 2608-2 3^{de} ontwerp, Vlakglas voor gebouwen – Deel 2: Niet-verticaal geplaatst glas – Weerstand tegen windbelasting, sneeuw, eigengewicht – Eisen en bepalingmethode, Nederlands Normalisatie-instituut, 2004.
- [13] DIN EN 13474-1, Bemessung von Glasscheiben – Teil 1: Allgemeine Grundlagen für Entwurf, Berechnung und Bemessung, April, 1998.

- [14] DIN EN 13474-2, Bemessung von Glasscheiben – Teil 2: Bemessung für gleichmäßig verteilte Lasten.
- [15] E. WOLFEL, Nachgiebiger Verbund Eine Näherungslösung und deren Anwendungsmöglichkeiten, Stahlbau 6/1987.
- [16] R. VAN IMPE, Berekening van Constructies I, Laboratorium voor Modelonderzoek, Universiteit Gent, Gent, 2003.
- [17] S. P. TIMOSHENKO, J. M. GERE, Theory of elastic stability, Second edition, New York, Toronto, London: McGraw-Hill Book Company, Inc., 1961.
- [18] M. ROELANDT, Kipstabiliteit van glazen liggers, Scriptie, Laboratorium voor Modelonderzoek, Universiteit Gent, 2000.
- [19] J. BELIS, R. VAN IMPE, G. SAVINEAU, “Monolithic calculation model for out-of-plane bending of laminated glass beams”, Glass Processing Days Conference Proceedings, Tampere: Tamglas Ltd. Oy, 15-18 juni 2003, p.751-753.
- [20] P. SCARPINO, R. KASPER, G. SEDLACEK, “Saint Venantsche Torsionswiderstände von Querschnitten in Sandwichbauweise”, Bauingenieur, Band 79, April 2004.
- [21] J. BELIS, Kipsterkte van monolithische en gelamineerde glazen liggers, Universiteit Gent, 2005.
- [22] A. JANSSENS, Bouwfysische aspecten van gebouwen, Faculteit Toegepaste Wetenschappen, Universiteit Gent, 2003.
- [23] J. R. WELTY, C. E. WICKS, R.E. WILSON, Fundamentals of Momentum, Heat and Mass Transfer, Fourth Edition, Oregon State University, New York, Maart 2000.
- [24] A. DE VOS, Duurzame energie en rationeel energiegebruik, Faculteit Toegepaste Wetenschappen, Universiteit Gent, 2005.
- [25] www.philips.be
- [26] www.frico.se
- [27] R. V. SOUTHWELL, “On the Analysis of Experimental Observations in Problems of Elastic Stability”, Proceedings. Royal Society. London. Series A. Vol. 135. 1932.
- [28] W. PRAET, Kip van gelamineerde glazen liggers met ionoplast tussenlaag, Scriptie, Laboratorium voor Modelonderzoek, Universiteit Gent, 2006.
- [29] HIBBIT, KARLSSON & SORENSEN, Inc., Abaqus/Standard Version 6.5, Manuals, 2004.
- [30] B. DE MEESTER, Geometrische parameterstudie van structurele glazen balken, Scriptie, Laboratorium voor Modelonderzoek, Universiteit Gent, 2004.
- [31] B. INGHELBRECHT, Koud buigen van gelamineerde glasplaten, Scriptie, Laboratorium voor Modelonderzoek, Universiteit Gent, 2006.

