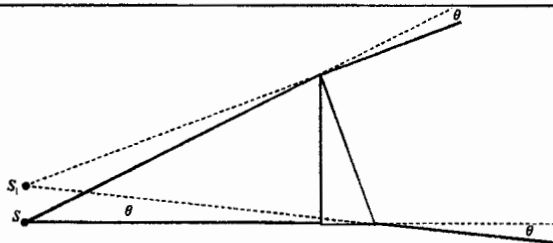
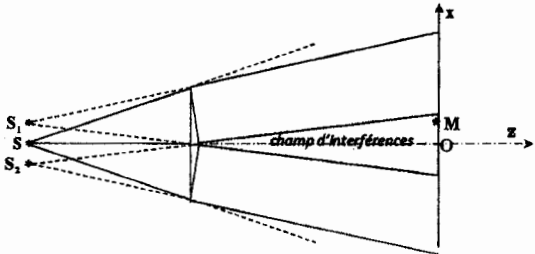
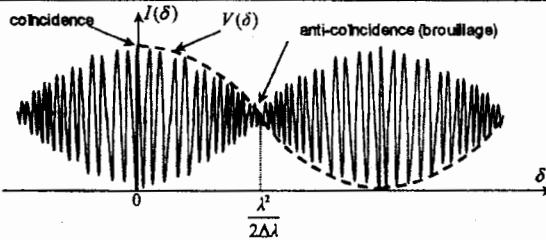
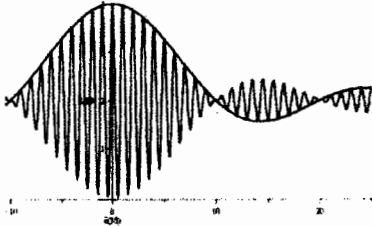




Concours Technologie
Epreuve de Physique

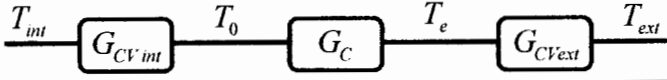
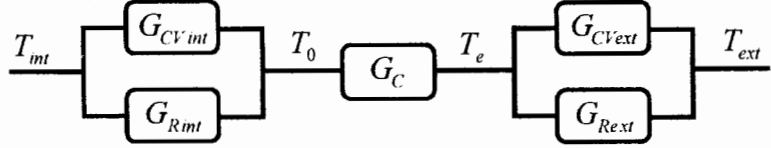
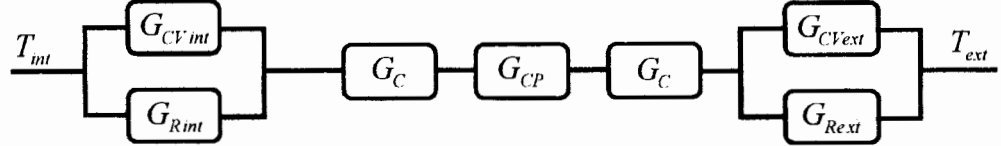
Problème 1		
1	$div \vec{E} = 0; \quad div \vec{B} = 0; \quad \overrightarrow{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad \overrightarrow{rot} \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}; \quad \overrightarrow{rot}(\overrightarrow{rot} \vec{B}) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t}(\overrightarrow{rot} \vec{E})$ avec $\overrightarrow{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ alors $\Delta \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} = \vec{0}$.	3
2	Polarisation est rectiligne suivant Oy .	0,5
3	Couplage temps – espace, onde progressive suivant $\vec{k} = a\vec{u}_x + b\vec{u}_z$.	1,5
4	Relation de dispersion $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \Rightarrow k = \frac{\omega}{c}$ et $v_\phi = \frac{\omega}{k} = c$ (propagation dans le vide).	1
5	Propagation suivant la 1 ^{ère} bissectrice $\Rightarrow a = b \Rightarrow k^2 = 2a^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \Rightarrow a = b = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\omega}{c}$. $\vec{k} = a\vec{u}_x + b\vec{u}_z = \frac{\omega}{c} \vec{e}_u = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\omega}{c} (\vec{u}_x + \vec{u}_z)$ et $\vec{E} = E_0 e^{i(\omega t - \frac{\omega}{c\sqrt{2}}(x+z))} \vec{u}_y$	2
6.1	Onde plane : $\vec{B} = \frac{\vec{k} \wedge \vec{E}}{\omega} = \frac{E_0}{c\sqrt{2}} e^{i(\omega t - \frac{\omega}{c\sqrt{2}}(x+z))} (-\vec{u}_x + \vec{u}_z)$ $\vec{B} \cdot \vec{k} = 0$: le champ magnétique est bien transverse.	1,5
6.2	$u_{em} = \frac{\epsilon_0 E^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0} = \epsilon_0 E^2$ car $B = E/c \Rightarrow u_{em} = \epsilon_0 E_0^2 \cos^2(\omega t - \frac{\omega}{c\sqrt{2}}(x+z))$; $\langle u_{em} \rangle = \frac{\epsilon_0 E_0^2}{2}$ $\vec{R} = \frac{\vec{E} \wedge \vec{B}}{\mu_0} = c\epsilon_0 E^2 \vec{e}_u = \frac{c\epsilon_0 E_0^2}{\sqrt{2}} \cos^2(\omega t - \frac{\omega}{c\sqrt{2}}(x+z)) (\vec{u}_x + \vec{u}_z)$; $\langle \vec{R} \rangle = c \frac{\epsilon_0 E_0^2}{2} \vec{e}_u$	2
6.3	$\vec{v}_E = \frac{\langle \vec{R} \rangle}{\langle u_{em} \rangle} = \frac{c}{\sqrt{2}} (\vec{u}_x + \vec{u}_z) = c \vec{e}_u$	1
7	$div \vec{R} + \frac{\partial u_{em}}{\partial t} = 0 \Leftrightarrow \iiint_\tau \frac{\partial u_{em}}{\partial t} d\tau = - \iiint_\tau div \vec{R} d\tau \Leftrightarrow \frac{d}{dt} \iiint_\tau u_{em} d\tau = - \oint \vec{R} \cdot d\vec{S}$ $\Rightarrow \frac{dW_{em}}{dt} = -P_{ray}$: Une variation pendant dt de l'énergie électromagnétique se trouve sous forme de puissance rayonnée.	1,5
8	$div \vec{R} + \frac{\partial u_{em}}{\partial t} = 0 \Rightarrow div \langle \vec{R} \rangle + \langle \frac{\partial u_{em}}{\partial t} \rangle = 0$ or $\langle \frac{\partial u_{em}}{\partial t} \rangle = 0$ alors $div \langle \vec{R} \rangle = 0$: en moyenne $\vec{R}$ est à flux conservatif.	1
9.1	$\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ et $I(M) = \langle \vec{E} \cdot \vec{E}^* \rangle = \langle (\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \cdot (\vec{E}_1^* + \vec{E}_2^*) \rangle$ $I(M) = \langle \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_1^* + \vec{E}_2 \cdot \vec{E}_2^* + \vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2^* + \vec{E}_1^* \cdot \vec{E}_2 \rangle$ $I(M) = E_{01}^2 + E_{02}^2 + \langle 2E_{01}E_{02} \cos[(\omega_2 - \omega_1)t + \varphi_2 - \varphi_1] \rangle$	1,5
9.2	L'approximation du modèle scalaire de la lumière consiste à remplacer les vecteurs champs électriques des ondes par des vibrations scalaires lorsque les directions de polarisation des deux champs $\vec{E}_1$ et $\vec{E}_2$ sont voisines ou encore identiques comme dans notre cas.	1
9.3	$\omega_1 = \omega_2$: les deux ondes doivent être isochrones (synchrones). - Les deux ondes doivent être cohérentes : $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ est indépendant du temps.	1

9.4	$I_1 = E_{01}^2; I_2 = E_{02}^2; \omega_1 = \omega_2; \varphi(M) = \varphi_2 - \varphi_1 = (\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \cdot \vec{r}$ $I(M) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi(M)$	1
9.5	$E_{01} = E_{02}$ permet d'obtenir un contraste maximal de la figure d'interférences. $I(M) = 2I_0(1 + \cos \varphi(M))$	1
9.6.1	$\vec{k}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\omega}{c} (\vec{u}_x + \vec{u}_z); \vec{k}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\omega}{c} (-\vec{u}_x + \vec{u}_z)$ $\vec{E}_1 = E_0 e^{i(\omega t - \frac{\omega}{c\sqrt{2}}(x+z))} \vec{u}; \vec{E}_2 = E_0 e^{i(\omega t - \frac{\omega}{c\sqrt{2}}(-x+z))} \vec{u}$ $\varphi_1 = \vec{k}_1 \cdot \vec{r} = \frac{\omega}{c\sqrt{2}}(x+z); \varphi_2 = \vec{k}_2 \cdot \vec{r} = \frac{\omega}{c\sqrt{2}}(-x+z)$	2,5
9.6.2	$\varphi(M) = \varphi_2 - \varphi_1 = -\sqrt{2} \frac{\omega}{c} x$ et $I(M) = 2I_0 \left(1 + \cos \left(\sqrt{2} \frac{\omega}{c} x\right)\right)$	1,5
10.1	Laser CO_2 : $\Delta\nu = 10^4 \text{ Hz}; L_c = \frac{c}{\Delta\nu} = 3 \cdot 10^4 \text{ m}$ Lumière blanche : $\Delta\nu = 3,3 \cdot 10^{14} \text{ Hz}; L_c = \frac{c}{\Delta\nu} = 9,1 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ Le laser CO_2 est une source très cohérente par rapport à une source de lumière blanche.	1,5
10.2	La longueur de cohérence d'une source monochromatique est infinie car la largeur de raie $\Delta\nu = 0$.	1
10.3	L_c représente la différence de marche maximale permettant d'observer des interférences constructive : pour $\delta > L_c$ le phénomène d'interférence n'est plus observé.	1
10.4	L'étendu spectral de la source est plutôt lié à la cohérence temporelle de la source primaire.	1
11	$A = r + r'$	0,5
12	$\theta = i - r + i' - r' = i + i' - A$ $\sin i = n \sin r \Rightarrow i \approx nr$ et $\sin i' = n \sin r' \Rightarrow i' \approx nr'$ d'où $\theta = n(r + r') - A = (n - 1)A$	2
13	La déviation θ ne dépend pas de l'angle d'incidence i , le faisceau émergent est donc dévié du même angle θ : à la sortie, l'ouverture du faisceau n'est pas modifiée.	1,5
14.1	L'angle d'incidence maximal est donné par $\text{tgi}_m = BC/SC = 0,1 \Rightarrow i < i_m \approx 6^\circ$ nous sommes bien dans le cas des petits angles. $\text{tg}A = CO/BC = 0,1 \approx A$	1
14.2		1
15	$\text{tg} \theta = \frac{SS_1}{d+e} \approx \frac{SS_1}{d} \approx \theta$ $SS_1 \approx d\theta = d(n-1)A$	1
16.1	Bi-prisme de Fresnel à division du front d'onde.	1

16.2	S_1 et S_2 sont les images géométriques de S par les deux prismes supposés stigmatiques. $a = S_1 S_2 \approx 2d\theta = 2d(n-1)A$ On peut donc se ramener au dispositif des trous d'Young.		2
16.3	$\delta(M) = \frac{ax}{D} = \frac{2d(n-1)A}{D}x$ et $I(M) = 2I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{4\pi d(n-1)A}{\lambda D} x \right) \right)$ Les franges sont donc rectilignes parallèles à Oy d'équation $x = \text{Cte}$ L'interfrange $i = \frac{\lambda D}{a} = \frac{\lambda D}{2d(n-1)A}$: $A = 0,1$; $d = 0,2 \text{ m}$; $D = 1 \text{ m}$; $i = 30 \mu\text{m}$.		2,5
17	λ_1 émet une intensité : $I_1(M) = 2I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi\delta}{\lambda_1} \right) \right)$ λ_2 émet une intensité : $I_2(M) = 2I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi\delta}{\lambda_2} \right) \right)$ $I(M) = I_1(M) + I_2(M) = 2I_0 \left(2 + \cos \left(\frac{2\pi\delta}{\lambda_1} \right) + \cos \left(\frac{2\pi\delta}{\lambda_2} \right) \right)$ $I(M) = 4I_0 \left(1 + \cos \left(\frac{\pi\delta\Delta\lambda}{\lambda^2} \right) \cos \left(\frac{2\pi\delta}{\lambda} \right) \right)$ $V(\delta) = \cos \left(\frac{\pi\delta\Delta\lambda}{\lambda^2} \right)$: terme de visibilité.		2
18	Phénomène de battements. Apparition et disparition périodique des franges.		1
19	La périodicité des franges par le terme $\cos \left(\frac{2\pi\delta}{\lambda} \right)$ permet d'obtenir λ . En repérant deux brouillages successifs, on peut obtenir $\Delta\lambda$ et par suite obtenir $\lambda_1 = \lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}$ et $\lambda_2 = \lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}$.		1
20	$\lambda = 578 \text{ nm}$; $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$ Entre une coïncidence et une anti-coïncidence : $\delta = N\lambda = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda} \Rightarrow$ $N = \frac{\lambda}{2\Delta\lambda} = 144 \text{ franges}$		1,5
21	La bande $d\nu$ supposée monochromatique émet l'intensité élémentaire : $dI(M) = \frac{2I_0}{\Delta\nu} \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi\delta}{c} \nu \right) \right) d\nu$ alors $I(M) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} dI(M)$ $I(M) = 2I_0 \left(1 + \text{sinc} \left(\frac{\pi\delta\Delta\nu}{c} \right) \cos \left(\frac{2\pi\delta}{c} \nu_0 \right) \right)$ $V(\delta) = \text{sinc} \left(\frac{\pi\delta\Delta\nu}{c} \right)$		2
22	Observation en lumière blanche : on observe en $\delta = 0$ une frange centrale blanche très brillante entourée des quelques franges irisées (du bleu vers le centre et du rouge vers l'extérieur). Au-delà on observe du blanc d'ordre supérieur.		1,5
23	$V(\delta_1) = 0$ lorsque $\delta_1 = L_c = \frac{c}{\Delta\nu}$		2

	δ_1 est donc la longueur de cohérence temporelle de la source. Les franges sont visibles pour $ \delta < L_c$. $\delta_1 = L_c = \frac{c}{\Delta\nu} = 0,8 \mu m$	
24	$\delta(M_1) = 1,7 \mu m > L_c$: les franges ne sont plus visibles au point M_1 .	1
25	Lorsque $\delta > L_c$; plusieurs radiations seront éteintes. Une cannelure correspond à une valeur demi entière de l'ordre d'interférences $p(M_1) = \frac{\delta(M_1)}{\lambda}$. $\frac{\delta(M_1)}{c} v_1 \leq p(M_1) \leq \frac{\delta(M_1)}{c} v_2 \Rightarrow 2,12 \leq p(M_1) \leq 4,25$: on aura deux cannelures pour les ordres $p_1 = 2,5$ et $p_2 = 3,5$ les longueurs d'ondes éteintes sont : $\lambda_{c1} = \frac{\delta(M_1)}{p_1} = 0,680 \mu m$ et $\lambda_{c2} = \frac{\delta(M_1)}{p_2} = 0,485 \mu m$	1,5

	Problème 2		
1	Conduction : Transfert thermique dans un corps provoqué suite à l'existence d'un gradient de température. Ce transfert se produit sans déplacement macroscopique de matière. Convection : Transfert thermique qui nécessite un déplacement macroscopique de matière. Rayonnement : Conversion d'une énergie interne en énergie radiative		1,5
2	Loi de Fourier : $\vec{j}_{th} = -\lambda \overrightarrow{grad} T$ Conductivité thermique λ Puissance thermique $P_{th} = \iint \vec{j}_{th} \cdot \overrightarrow{dS}$ Résistance thermique $R_{th} = \frac{T_1 - T_2}{P_{th}}$ Conductance thermique $G_{th} = \frac{1}{R_{th}}$ Différence de température $T_1 - T_2$	Loi d'Ohm : $\vec{j} = -\gamma \overrightarrow{grad} V$ Conductivité électrique γ Courant électrique $I = \iint \vec{j} \cdot \overrightarrow{dS}$ Résistance électrique $R = \frac{V_1 - V_2}{I}$ Conductance électrique $G = \frac{1}{R}$ Différence de potentiel $V_1 - V_2$	3
3	Conduction : $R_C = \frac{\Delta T}{P_C} = \frac{1}{G_C}$ R_C est en $K \cdot W^{-1}$ Convection : $R_{CV} = \frac{\Delta T}{P_{CV}} = \frac{1}{G_{CV}}$ Rayonnement : $R_R = \frac{\Delta T}{P_R} = \frac{1}{G_R}$		1
4	$P_{CV} = hS(T_1 - T_2)$; $[h]$ en $W m^{-2} K^{-1}$; $R_{CV} = \frac{1}{hS}$		2
5	$P_R = \sigma S(T_1^4 - T_2^4)$ $T_1^4 = (T_2 + \Delta T)^4 = T_2^4 \left(1 + \frac{\Delta T}{T_2}\right)^4 \approx T_2^4 \left(1 + 4 \frac{\Delta T}{T_2}\right)$ $P_R = 4\sigma S T_2^3 (T_1 - T_2)$ alors : $R_R = \frac{1}{4\sigma S T_2^3}$		2
6	$\Delta T = 0 \Rightarrow T(x) = ax + b$ $T(0) = b = T_0$; $T(e) = a e + T_0 = T_e \Rightarrow T(x) = \frac{T_e - T_0}{e} x + T_0$		2
7	$T_0 = T_{int}$; $T_e = T_{ext}$ $\vec{j}_{th} = -\lambda_V \frac{dT}{dx} \vec{u}_x = \frac{\lambda_V}{e} (T_{int} - T_{ext}) \vec{u}_x$ $P_C = j_{th} S = \frac{\lambda_V S}{e} (T_{int} - T_{ext}) = \frac{1}{R_C} (T_{int} - T_{ext})$		1,5
8	: $R_C = \frac{\Delta T}{P_C} = \frac{e}{\lambda_V S} \Rightarrow P_C = G_C (T_{int} - T_{ext})$ où $G_C = \frac{\lambda_V S}{e}$		1

9	$P_{CVint} = h_{int}S(T_{int} - T_0)$ $P_{CVext} = h_{ext}S(T_e - T_{ext})$	2
10	$G_{CVint} = h_{int}S$; $G_{CVext} = h_{ext}S$	1
11		1
12	Un corps noir est un absorbeur intégral de la totalité du spectre électromagnétique quelque soit la direction du rayonnement incident : $\varphi_{iCN} = \varphi_{aCN}$	1
13	$P_{Rint} = \sigma S(T_0^4 - T_{int}^4)$	1
14	$\frac{ T_{int}-T_0 }{T_{int}} \leq \frac{ T_{int}-T_{ext} }{T_{int}} = 5\% \ll 1$ Soit $\Delta T = T_0 - T_{int} \Rightarrow T_0 = T_{int} + \Delta T$ alors $T_0^4 = (T_{int} + \Delta T)^4 = T_{int}^4 \left(1 + \frac{\Delta T}{T_{int}}\right)^4 \approx T_{int}^4 \left(1 + 4\frac{\Delta T}{T_{int}}\right)$ On tire alors $P_{Rint} = 4\sigma ST_{int}^3(T_0 - T_{int})$ d'où $G_{Rint} = 4\sigma ST_{int}^3$	2
15	$P_{Rext} = \sigma S(T_{ext}^4 - T_e^4) \approx 4\sigma ST_{ext}^3(T_{ext} - T_e)$ d'où $G_{Rext} = 4\sigma ST_{ext}^3$	1
16		1
17		1
18	$G_C = \frac{\lambda_v S}{e}$; $G_{CP} = \frac{\lambda_p S}{e_p}$ $G_{CVint} = h_{int}S$; $G_{CVext} = h_{ext}S$ $G_{Rint} = 4\sigma ST_{int}^3$; $G_{Rext} = 4\sigma ST_{ext}^3$ $\frac{1}{G_{tot}} = \frac{1}{G_{CVint}+G_{Rint}} + \frac{2}{G_C} + \frac{1}{G_{CP}} + \frac{1}{G_{CVext}+G_{Rext}}$	2
19	$P_{tot} = G_{tot}(T_{ext} - T_{int}) \Rightarrow G_{tot} = 9,7 \text{ WK}^{-1}$	1
20	Par analogie au pont diviseur de courant : $f = \frac{P_{Rint}}{P_{tot}} = \frac{G_{Rint}}{G_{CVint}+G_{Rint}}$ $G_{Rint} = 8,55 \text{ WK}^{-1}$; $G_{CVint} = 5,4 \text{ WK}^{-1} \Rightarrow f = 0,61$: la puissance échangée par rayonnement vaut 61% de la puissance totale.	1
21.1	$G_C = \frac{\lambda_v S}{e} = 714,28 \text{ WK}^{-1}$; $G_{CP} = \frac{\lambda_p S}{e_p} = 384,61 \text{ WK}^{-1}$; $G_{Rext} = 4\sigma ST_{ext}^3 = 9,94 \text{ WK}^{-1}$; $G_{CVext} = h_{ext}S = 28,5 \text{ WK}^{-1}$ $G_{tot} = 4,62 \text{ WK}^{-1}$	1
21.2	$G_{tot} = 8,93 \text{ WK}^{-1}$	1
22	$P_{tot} = G_{tot}(T_{ext} - T_{int})$: On trouve $P_{tot} = 69,3 \text{ W}$ si le revêtement est déposé sur la face interne. On trouve $P_{tot} = 133,9 \text{ W}$ si le revêtement est déposé sur la face externe. On choisira donc le 1 ^{er} cas qui assure une meilleure isolation thermique.	1
23	$\lambda_m T \approx 3000 \mu\text{m} \cdot \text{K}$; à température ambiante $T \approx 300 \text{ K}$ le rideau émet un maximum d'énergie pour $\lambda_m \approx 10 \mu\text{m}$ qui appartient au domaine infrarouge.	2

24		2
25	Bilan thermique pour la vitre : $2\phi_V = \phi_R + \alpha\phi_S$ (I) Bilan thermique pour le rideau : $2\phi_R = \phi_V + \phi_a + (1 - \alpha)\phi_S$ (II)	2
26	(I) $\Rightarrow \phi_V = \frac{\phi_R}{2} + \frac{\alpha}{2}\phi_S$ par substitution dans (II) on trouve : $\phi_R = \frac{2}{3}(1 - \frac{\alpha}{2})\phi_S + \frac{2}{3}\phi_a$ et $\phi_V = \frac{1}{3}(1 + \alpha)\phi_S + \frac{1}{3}\phi_a$	2
27	$\phi_R + \phi_V = \phi_S + \phi_a$ est bien vérifiée. En régime stationnaire, l'ensemble (rideau+vitre) est en équilibre radiatif : $\varphi_{partant} = \varphi_{incident}$.	1
28	$\alpha = 0$: correspond à une vitre parfaitement transparente $\Rightarrow$ $\phi_R(\alpha = 0) = \frac{2}{3}(\phi_S + \phi_a) > \phi_R = \frac{2}{3}(1 - \frac{\alpha}{2})\phi_S + \frac{2}{3}\phi_a$: l'utilisation donc d'un vitrage teinté limite la puissance rayonnée par le rideau vers l'intérieur de la voiture.	1
29	$\alpha = 0 \Rightarrow T_R^4 = \frac{2}{3\sigma}(\phi_S + \phi_a) \Rightarrow T_R = 351,6 \text{ K}$ vitre non teintée $\alpha = 0,6 \Rightarrow T_R^4 = \frac{2}{3\sigma}(1 - \frac{\alpha}{2})\phi_S + \frac{2}{3\sigma}\phi_a \Rightarrow T_R = 331,7 \text{ K}$ vitre teintée	1
30	En l'absence du rideau : $\phi_0 = \phi_V + (1 - \alpha)\phi_S$ Le bilan thermique pour la vitre devient : $2\phi_V = \phi_a + \alpha\phi_S$ $\phi_0 = (1 - \frac{\alpha}{2})\phi_S + \frac{\phi_a}{2}$	1
31	$\phi_0 = 830 \text{ Wm}^{-2}$ alors que $\phi_R = 686,7 \text{ Wm}^{-2}$ Le rideau limite le flux surfacique pénétrant à l'intérieur de la voiture mais aussi il renvoie une partie du rayonnement ϕ_a par effet de serre.	1