

MODELISATION DE LA DIFFRACTION DE SURFACE AUX ANGLES RASANTS

G. SORIANO



Institut Fresnel, Aix-Marseille Université
13397 Marseille cedex 20, FRANCE
gabriel.soriano@fresnel.fr

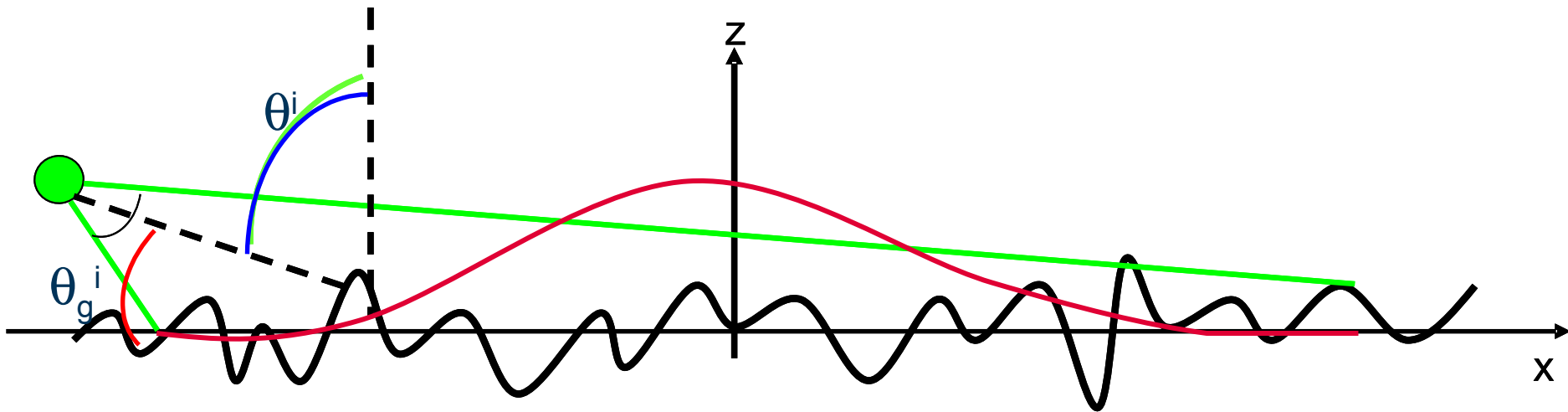
M. SAILLARD

P. SPIGA



Université du Sud Toulon-Var
83957 La Garde cedex, FRANCE
marc.saillard@lseet.univ-tln.fr

RESOLUTION NUMERIQUE RIGOUREUSE



Difficultés avec l'approche classique :

- Avec un faisceau (*tapered beam*) pour champ incident, l'empreinte sur la surface augmente comme le cube de l'inverse de l'angle rasant. Ainsi en passant de 88° à 89° , le nombre d'inconnues est multiplié par 8.
- Le niveau de rétrodiffusion très faible demande une très grande précision numérique.

EQUATIONS INTEGRALES DE FRONTIERE MODIFIEES 1/2

- Dans le cas infiniment conducteur, la MFIE devient

$$\left(\frac{1}{2} + M_0\right) \mathbf{n} \times \mathbf{H} = \mathbf{n} \times \mathbf{H}^i \quad \longrightarrow \quad \left(\frac{1}{2} + M_0\right) \mathbf{n} \times \mathbf{H}^s = \frac{-i}{\omega \mu_0} P_0 \mathbf{n} \times (\mathbf{E}^i + \mathbf{E}^r)$$

M_0 : opérateur intégral de la MFIE $M_0 \mathbf{j} = \mathbf{n} \times \mathbf{curl}(G_0 * \mathbf{j})$

P_0 : opérateur intégral de l'EFIE $P_0 \mathbf{j} = \mathbf{n} \times \mathbf{curl curl}(G_0 * \mathbf{j})$

- Cas d'impédance : quand on peut supposer une relation locale, comme pour les milieux très réfléchissants : métaux en Optique, la mer en microondes... $\mathbf{n} \times \mathbf{E} = Z \mathbf{n} \times \mathbf{H}$

$$\left(\frac{1}{2} + M_0 - \frac{i}{\omega \mu_0} P_0 Z\right) \mathbf{n} \times \mathbf{H}^s = \frac{-i}{\omega \mu_0} P_0 (\mathbf{n} \times (\mathbf{E}^i + \mathbf{E}^r) - Z \mathbf{n} \times (\mathbf{H}^i + \mathbf{H}^r))$$

EQUATIONS INTEGRALES DE FRONTIERE MODIFIEES 2/2

- Pour des **diélectriques** transparents ou faiblement absorbants, on a toujours pour le vide

$$\left(\frac{1}{2} + M_0\right) \mathbf{n} \times \mathbf{H}^s - \frac{i}{\omega \mu_0} \mathbf{P}_0 \mathbf{n} \times \mathbf{E}^s = 0$$

et pour le diélectrique

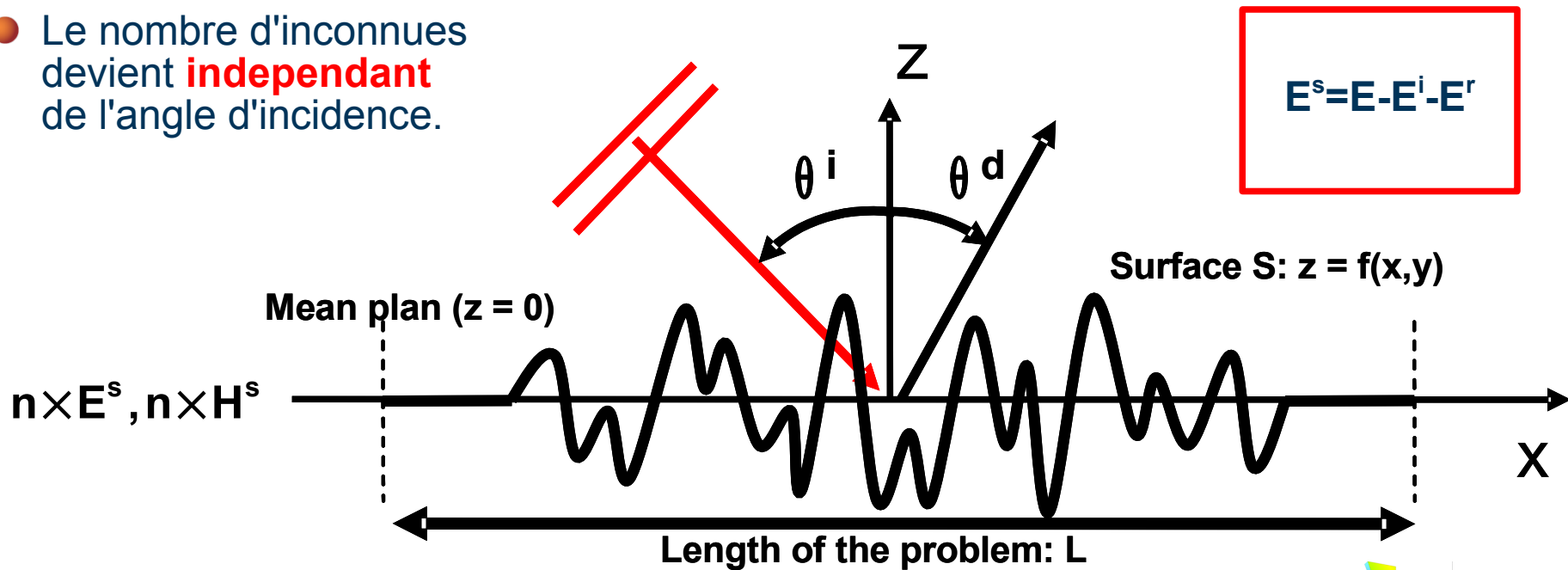
$$\left(\frac{1}{2} - M_\epsilon\right) \mathbf{n} \times \mathbf{H}^s + \frac{i}{\omega \mu} \mathbf{P}_\epsilon \mathbf{n} \times \mathbf{E}^s = \left(\frac{1}{2} - M_\epsilon\right) \mathbf{n} \times (\mathbf{H}^t - \mathbf{H}^i - \mathbf{H}^r) + \frac{i}{\omega \mu} \mathbf{P}_\epsilon \mathbf{n} \times (\mathbf{E}^t - \mathbf{E}^i - \mathbf{E}^r)$$

avec \mathbf{E}^t le champ qui serait transmis par le plan non perturbé.

LE MODELE DU PLAN LOCALEMENT PERTURBE

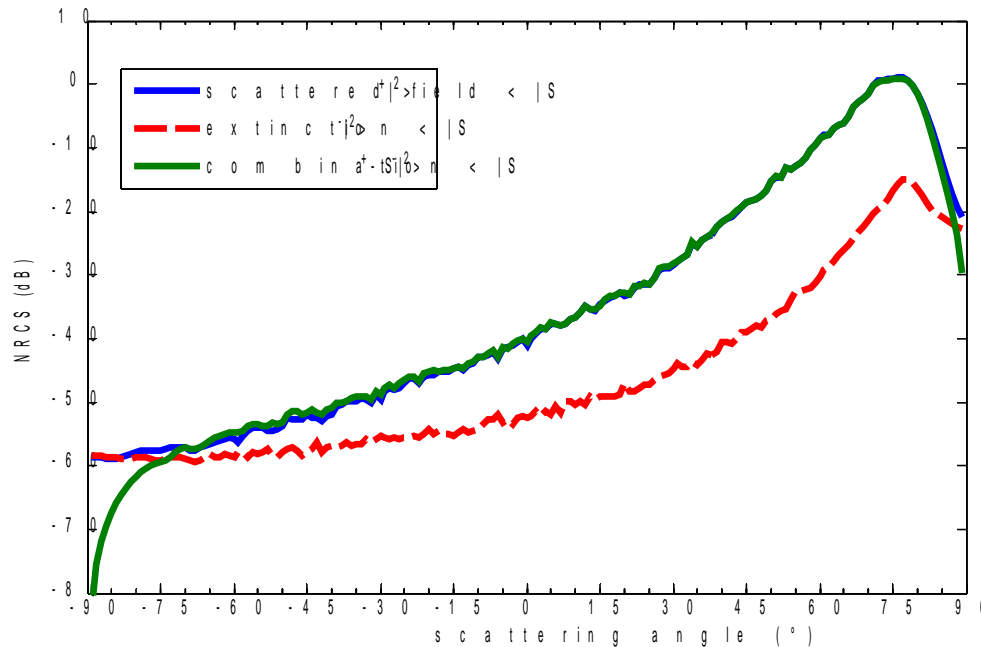
Ces difficultés peuvent être levées en utilisant le modèle suivant :

- Un plan localement perturbé est éclairé par une onde plane.
- Le champ diffracté est défini comme $\mathbf{E}^s = \mathbf{E} - \mathbf{E}^i - \mathbf{E}^r$ où \mathbf{E}^r désigne le champ qui serait réfléchi par le plan non perturbé.
- Ainsi \mathbf{E}^s porte seulement la contribution de la rugosité au champ total.
- Les composantes tangentielles de \mathbf{E}^s sont les inconnues d'équations intégrales de frontière modifiées.
- Le nombre d'inconnues devient **independent** de l'angle d'incidence.

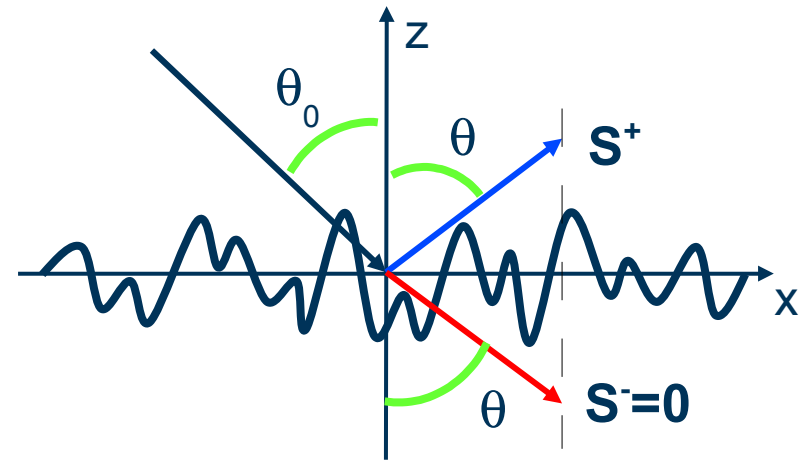


L'AMPLITUDE DIFFRACTEE

Une fois $\mathbf{n} \times \mathbf{E}^s, \mathbf{n} \times \mathbf{H}^s$ déterminés pour une incidence θ_0 donnée, l'amplitude diffractée \mathbf{S} peut être calculée pour tout angle diffracté θ



Diffraction HH pour une surface de mer à 3m/s en bande L incidence 89°



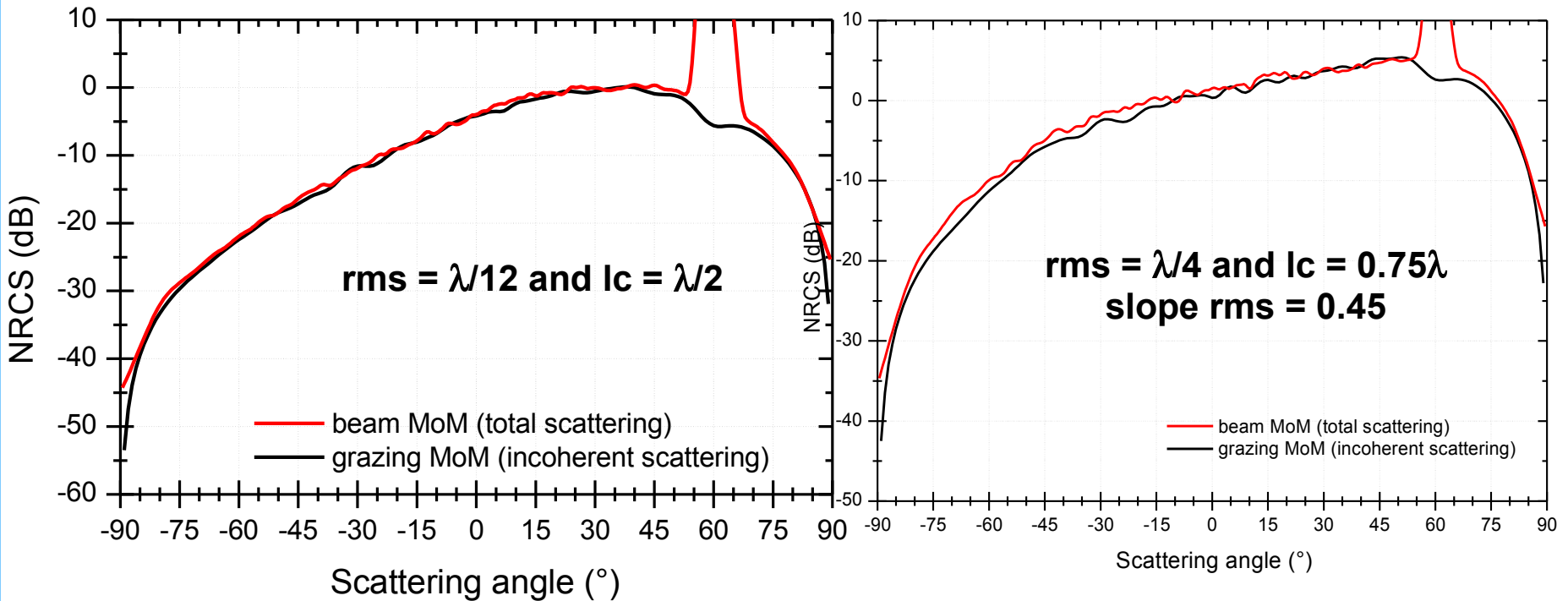
Comme $\mathbf{S}^- = \mathbf{0}$ (théorème d'extinction), la différence

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}^+ - \mathbf{S}^-$$

- est théoriquement équivalente à \mathbf{S}^+ et
- permet de retrouver numériquement le comportement théorique du champ en rasant,
- sauf en polarisation V dans le cas infiniment conducteur.

VALIDATION

Surface gaussienne infiniment conductrice, Incidence = 60°, HH pol., Nech=200



Dimensions | Inconnues

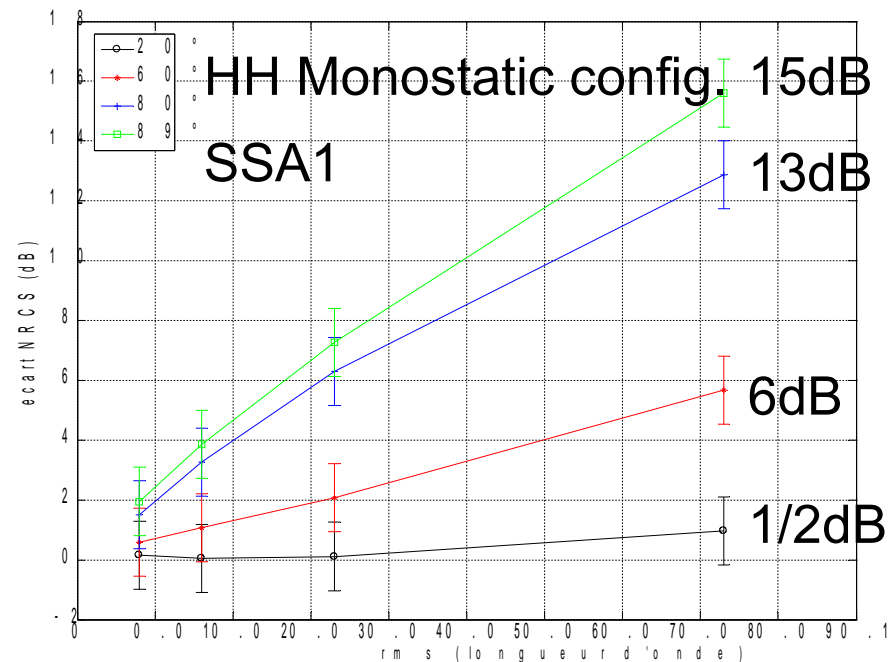
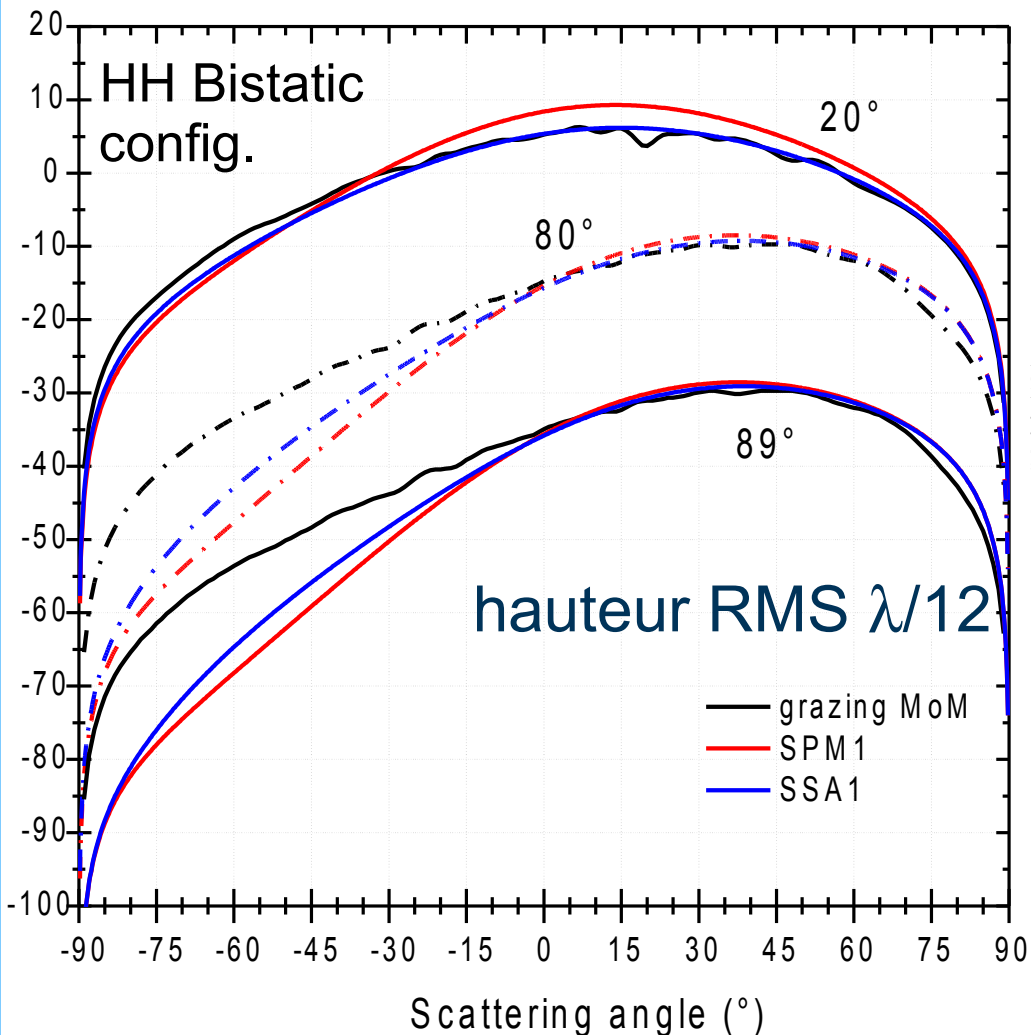
Faisceau $64\lambda \times 32\lambda$ 131 072

Rasant $16\lambda \times 16\lambda$ 16 384

La taille du problème est
independante
de l'incidence

LES METHODES DU PREMIER ORDRE EN 3DHH

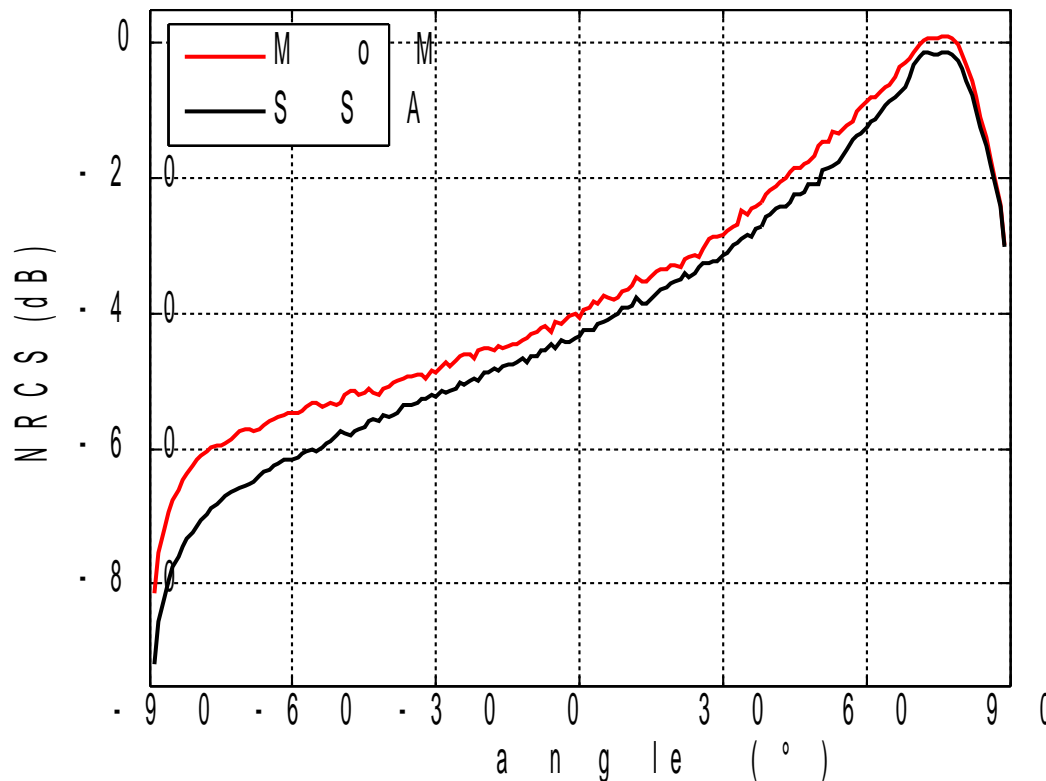
Surfaces PEC à spectre gaussien, rayon de corrélation $\lambda/2$



L'erreur commise par la méthode de la petite perturbation SPM1 ou l'approximation des faibles pentes SSA devient très grande en rasant.

LES METHODES DU PREMIER ORDRE EN 3DHH

Surface de mer PEC avec le spectre d'Elfouhaily et al.
vent 3m/s, bande L, 89° d'incidence



Ksh=0,16

SSA1 est 10dB trop faible en rétrodiffusion

COMPORTEMENT ASYMPTOTIQUE EN RASANT

Angle diffracté

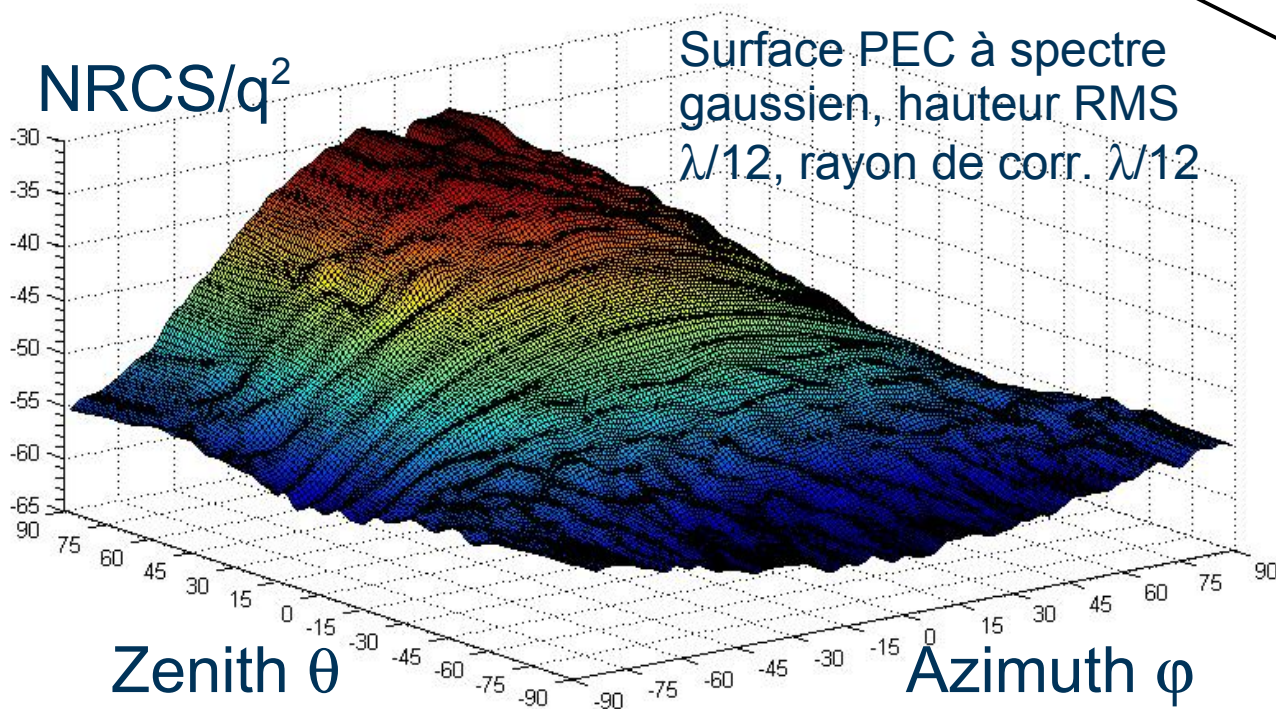
$$\theta \rightarrow \pm 90^\circ \quad q = K \cos \theta \rightarrow 0$$

$$\text{NRCS} = O(q^2)$$

Angle d'incidence

$$\theta_0 \rightarrow 90^\circ \quad q_0 = K \cos \theta_0 \rightarrow 0$$

$$\text{NRCS} = O(q_0^2)$$



$$\uparrow$$

$$\mathbf{S} = O(q_0)$$

$$\uparrow$$

$$\mathbf{X} = O(q_0)$$

$$\uparrow$$

$$\mathbf{B} = O(q_0)$$

$$\mathbf{AX} = \mathbf{B}$$

Eq. intégrale

EXTRAPOLATION

- D'un point de vue applicatif, c'est très souvent le diagramme *monostatique* qui est recherché.
- Par contre, avec la méthode des moments, chaque calcul se fait à un angle d'incidence donné, d'où on tire un diagramme *bistatique*.

Nous proposons d'extrapoler à partir du diagramme bistatique en incidence rasante, et en exploitant le comportement théorique du champ, le diagramme monostatique dans le domaine des angles rasants.

- Le diagramme bistatique est calculé à la limite $q_0 = K \cos \theta_0 \rightarrow 0$:

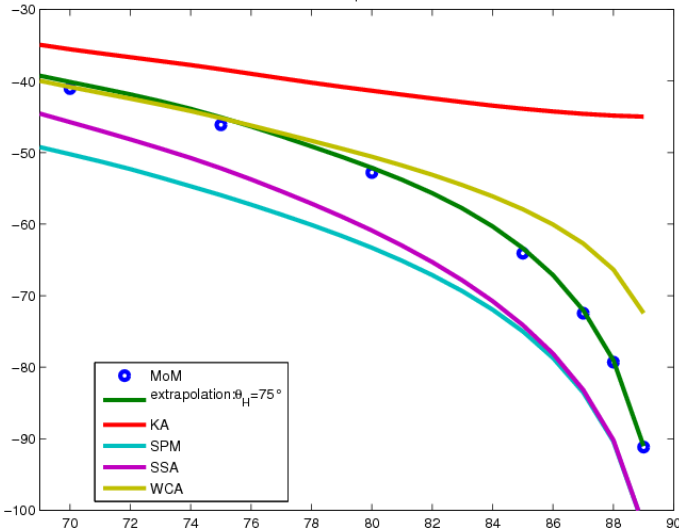
$$\left(\lim_{q_0 \rightarrow 0} \frac{\text{NRCS}}{q_0^2} \right) (\theta)$$

- Le diagramme monostatique extrapolé vaut :

$$\sigma(\theta) = (K \cos \theta)^2 \left(\lim_{q_0 \rightarrow 0} \frac{\text{NRCS}}{q_0^2} \right) (\theta)$$

SURFACE DE VERRE 1D AVEC SPECTRE GAUSSIEN

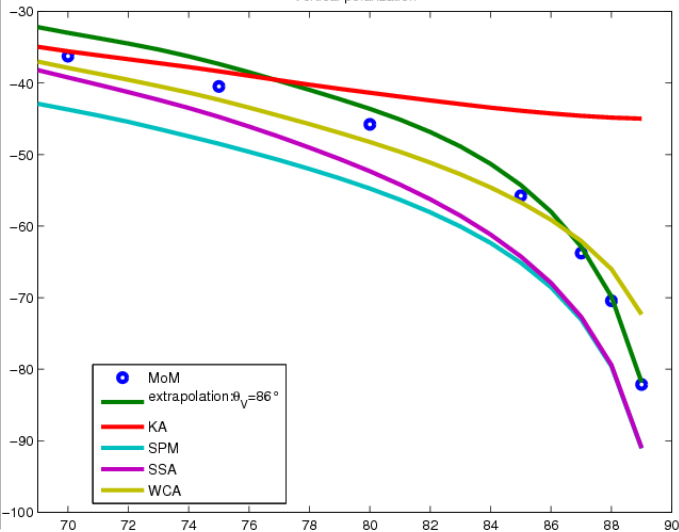
Horizontal polarization



H pol.

- Diélectrique transparent $\epsilon=2,37$
- Rugosité faible, ou quasi-perturbative
- Hauteur RMS $\lambda/12$
- Rayon de corrélation $\lambda/2$

Vertical polarization



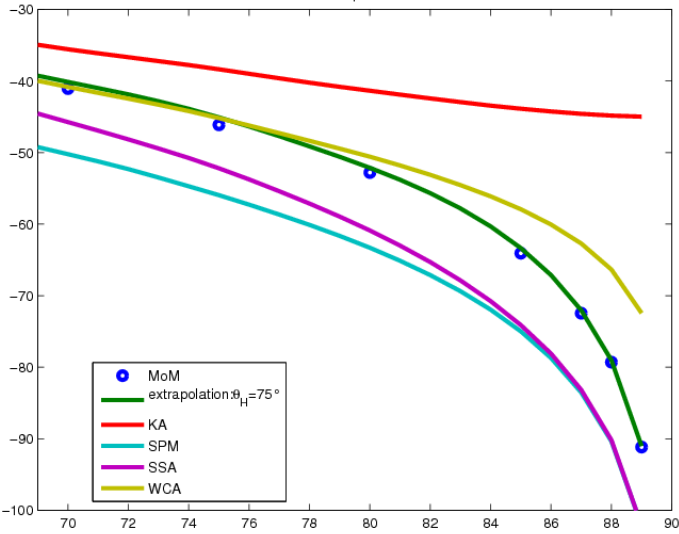
V pol.

Méthodes approchées

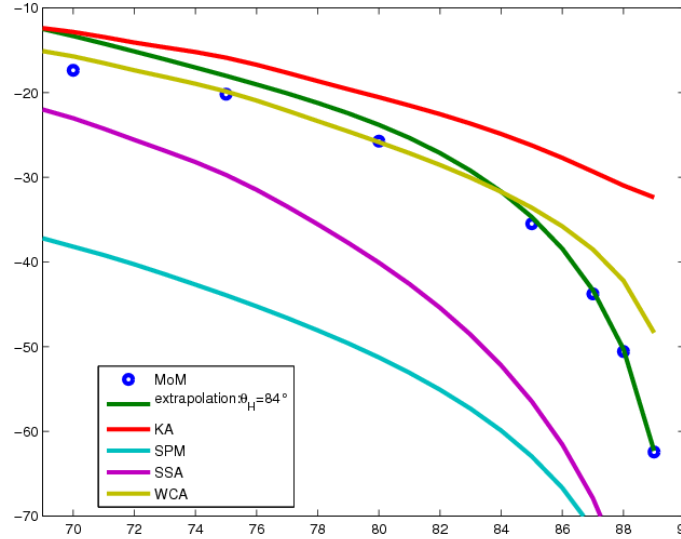
- KA : Kirchhoff-plan tangent
- SPM : Petite perturbation ordre 1
- SSA : Faibles pentes ordre 1
- WCA : Weighted Curvature Approx.

SURFACE DE VERRE 1D AVEC SPECTRE GAUSSIEN

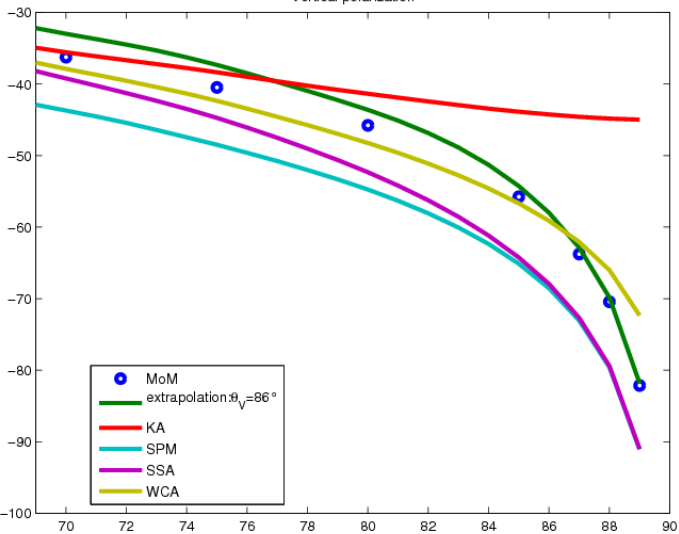
Horizontal polarization



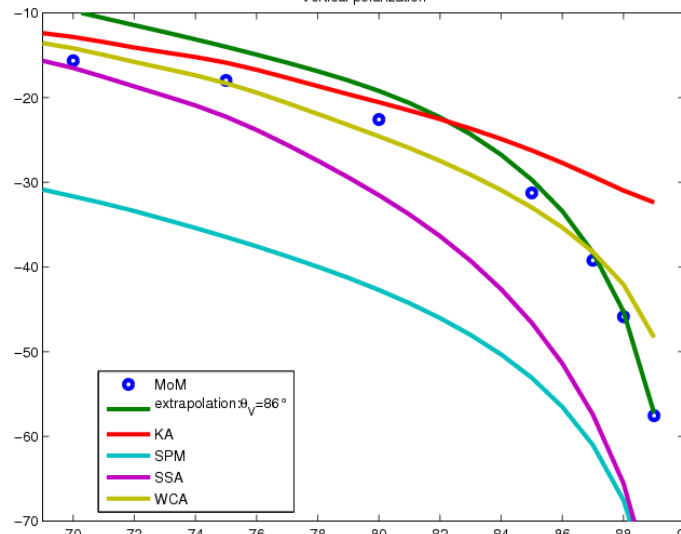
Horizontal polarization



Vertical polarization



Vertical polarization



H pol.

● $\epsilon = 2,37$

Rugosité dans le domaine résonnant

● Haut. RMS $\lambda/4$

● Rayon corr. $\lambda/2$

V pol.

SURFACE DE VERRE 1D AVEC SPECTRE GAUSSIEN

- $\varepsilon=2,37$
Rugosité grandes échelles
- Hauteur RMS $\leq \lambda$
- Rayon de corrélation $\geq 2\lambda$

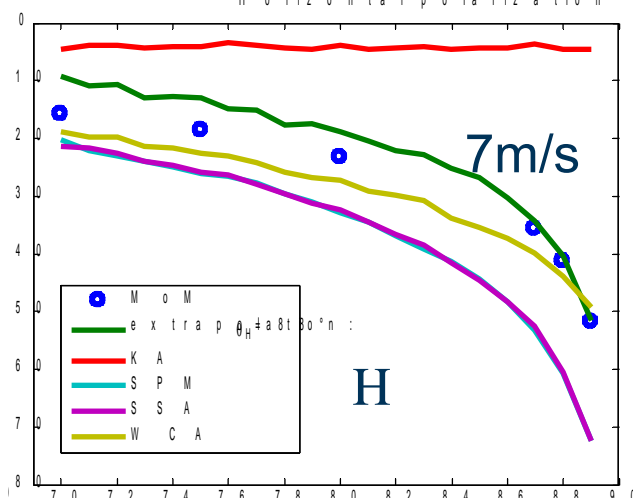
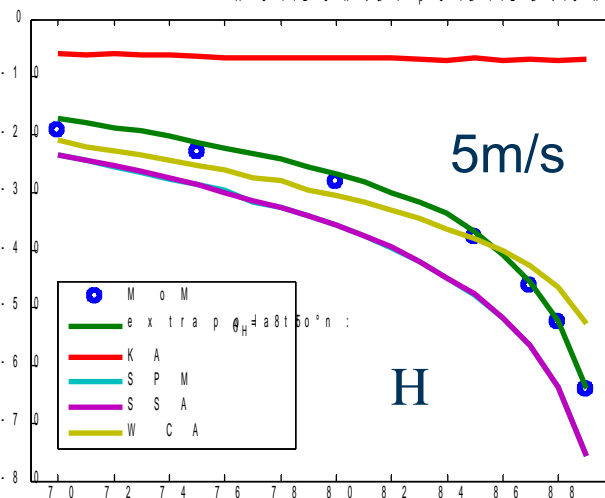
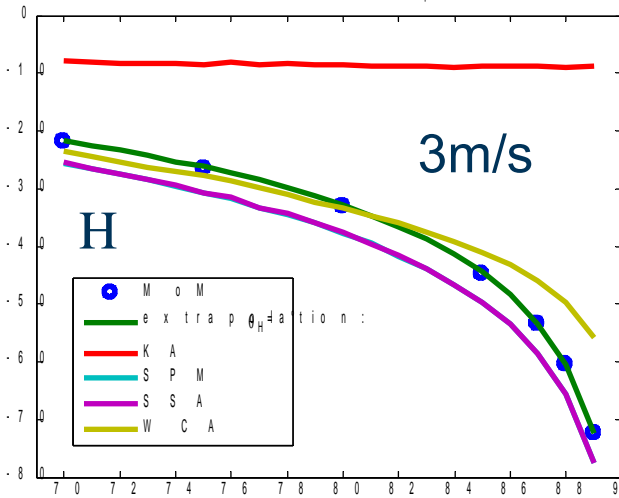
PROBLEME DE CONVERGENCE

SURFACE DE MER 1D (Elfouhaily et al.) EN BANDE L

Horizontal polarization

Horizontal polarization

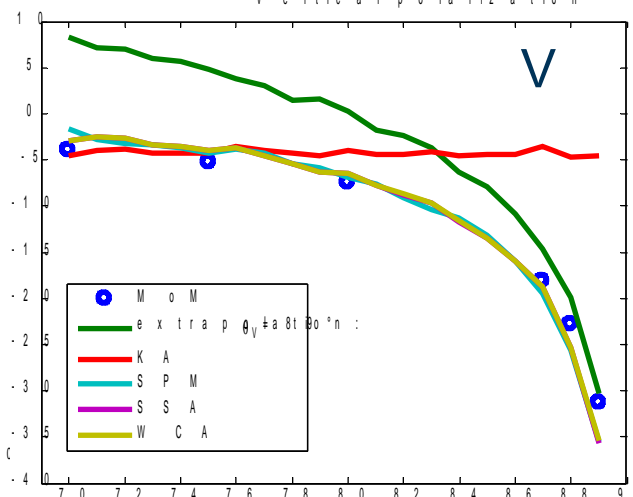
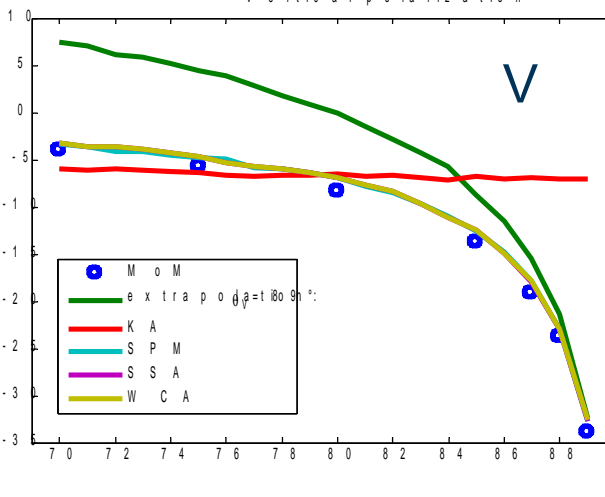
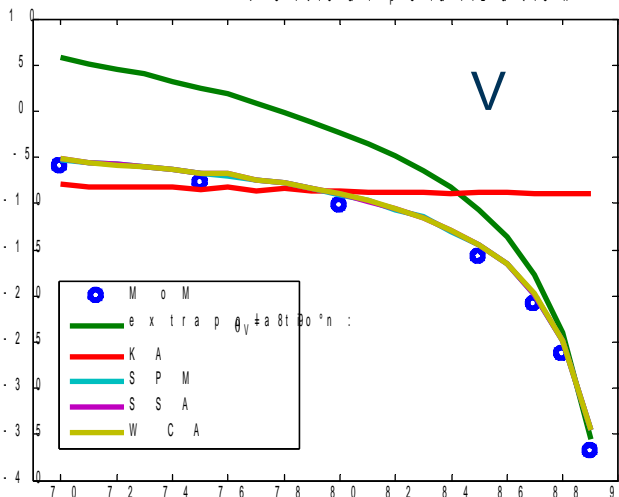
Horizontal polarization



Vertical polarization

Vertical polarization

Vertical polarization



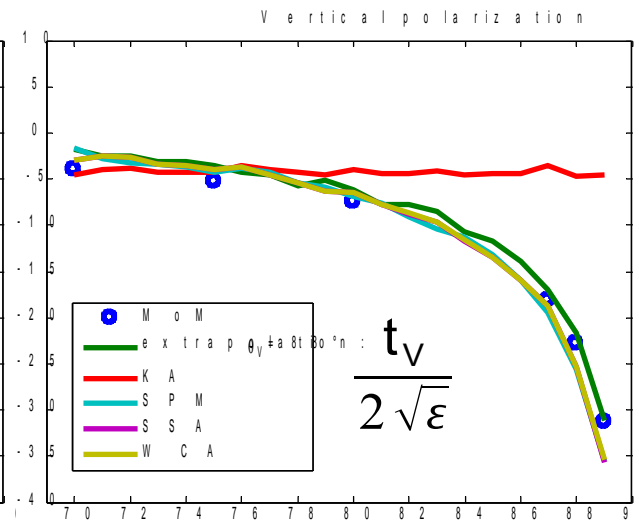
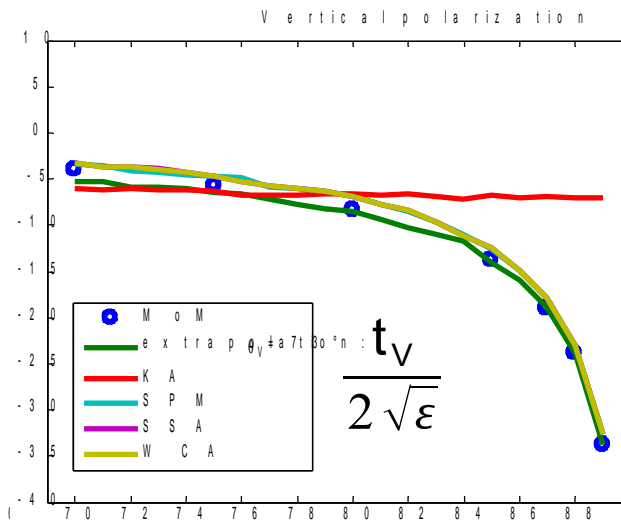
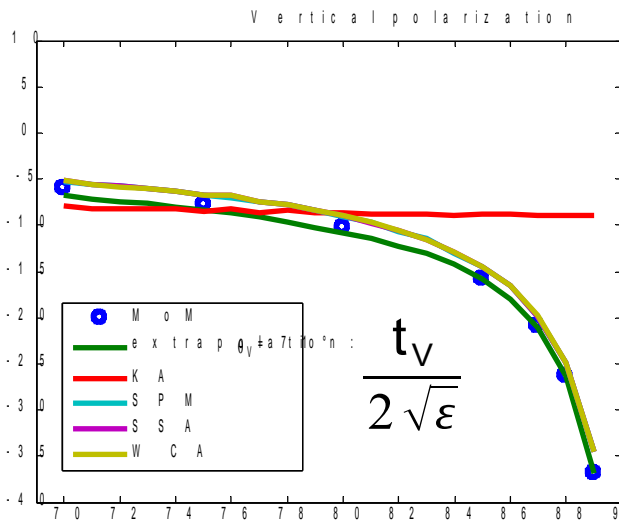
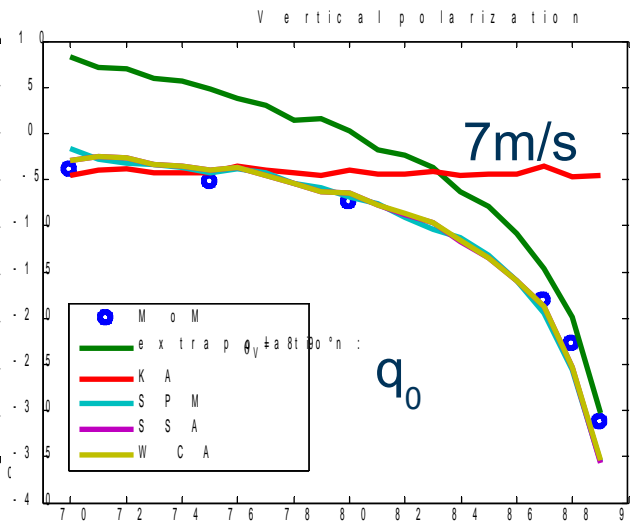
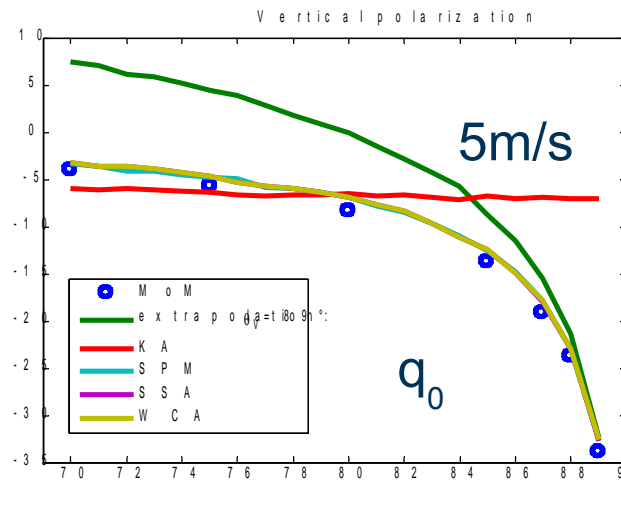
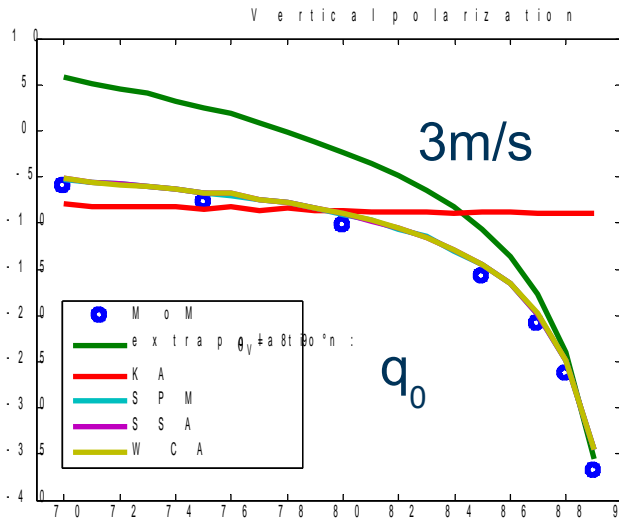
L'ANGLE DE BREWSTER

- Pour les milieux conducteurs – métaux en Optique, surface océanique en microondes, etc – les performances de notre technique d'extrapolation dépendent très nettement du cas de polarisation.
- En polarisation Verticale, le comportement asymptotique n'est retrouvé qu'une fois l'angle de Brewster passé : 84° sur la mer en bande L
- Le facteur de transmission $t_v = 1 + r_v$ peut alors être substitué (avec le facteur multiplicatif adéquate) à $\cos\theta$ dans la formule d'extrapolation.

$$\cos \theta \quad \rightarrow \quad \frac{t_v}{2\sqrt{\varepsilon}} = \frac{\cos \theta}{\sqrt{\varepsilon} \cos \theta + 1}$$

$$\sigma_v(\theta) = \left(K \frac{t_v}{2\sqrt{\varepsilon}} \right)^2 \left(\lim_{q_0 \rightarrow 0} \frac{\text{NRCS}}{q_0^2} \right) (\theta)$$

POLARISATION VERTICALE



POLARISATION HORIZONTALE

$\lambda=25\text{cm}$ hauteur_{RMS} = 32cm

● Lorsque la hauteur RMS de la surface s'approche et dépasse la longueur d'onde électromagnétique, le domaine de validité de la NRCS extrapolée en polarisation H se réduit considérablement.

● Une étude attentive du second membre de l'équation intégrale prouve que son terme dominant en incidence rasante et si $\sqrt{\epsilon} \gg 1$ est

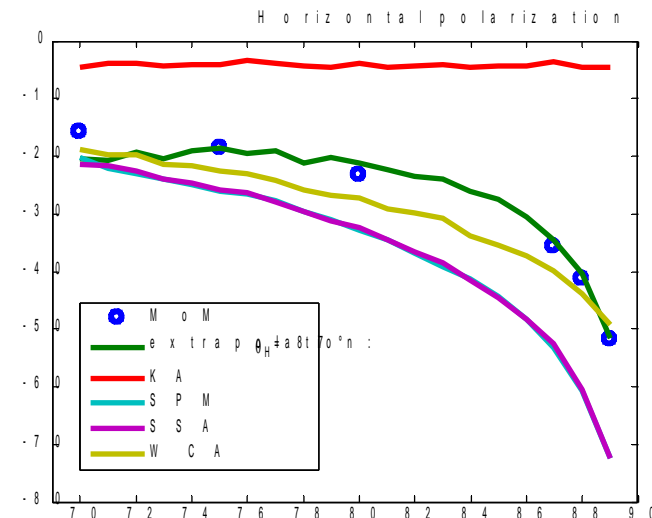
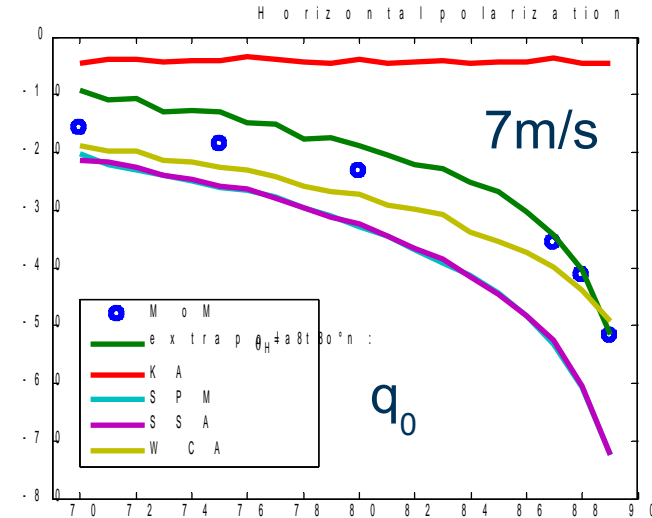
$$q_0 \text{ sinc}(q_0 f(x))$$

si $z=f(x)$ est l'équation

du profil. On se propose d'utiliser pour l'extrapolation :

$$q=K \cos \theta \rightarrow q \text{ sinc}(q \sqrt{\langle h^2 \rangle})$$

$$\sigma_H(\theta) = \left(q \text{ sinc}(q \sqrt{\langle h^2 \rangle}) \right)^2 \left(\lim_{q_0 \rightarrow 0} \frac{\text{NRCS}}{q_0^2} \right) (\theta)$$



CONCLUSION

- L'angle d'incidence n'est plus une des limites pour la modélisation rigoureuse de la diffraction par des surfaces rugueuses*. Le modèle du plan localement déformé permet de rendre le nombre d'inconnues indépendant de cet angle.
- L'amplitude diffractée présente plusieurs expressions théoriquement équivalentes. La combinaison $\mathbf{S}=\mathbf{S}^+-\mathbf{S}^-$ permet de retrouver numériquement le comportement théorique du champ aux angles diffractés rasants.
- Les méthodes approchées que nous avons testées voient leurs performances s'effondrer aux angles d'incidence et diffracté rasants, avec des erreurs commises très importantes.
- Nous montrons qu'extrapoler à partir du diagramme bistatique calculé rigoureusement en incidence rasante, et en exploitant le comportement théorique du champ, le diagramme monostatique dans le domaine des angles rasants, se révèle souvent plus précis.
- Pour les matériaux conducteurs, des raffinements permettent de traiter chaque cas de polarisation.

* monoéchelles à rayon de corrélation plus petit ou égal à la longueur d'onde électromagnétique et multiéchelles, pour l'instant.

MERCI

- Scattering of electromagnetic waves from rough surfaces: a boundary integral method for low-grazing angles, IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 56, no. 7, July 2008
- Low-grazing angles scattering of electromagnetic waves from one-dimensional natural surfaces: rigorous and approximate theories, accepté au CRAS Physique.
- C.-A. Guérin, B. Chapron, The Weighted Curvature Approximation in scattering from sea surfaces, accepté à Waves in Random and Complex media