Il ne mélange que les électrons localisés de j et j_z donnés avec la seule composante de mêmes valeurs j et j_z des électrons de conduction.

On utilise maintenant l'approximation de Hartree-Fock en écrivant l'expression (102) sous la forme :

$$H_{\ell} = \frac{1}{2} \sum_{j,j_z} E_{jj_z} \tilde{n}_{jj_z} \quad (105)$$

avec :

$$E_{jj_z} = E_0 + \xi_{jj} + \sum_{j',j'_z} \substack{A_{jj_z,j',j'_z} \\ (\neq jj_z)} n_{j',j'_z} \quad (106)$$

en remplaçant dans les énergies E_{jj_z} les opérateurs nombres d'électrons $\tilde{n}_{jj_z}$ par leurs valeurs moyennes n_{jj_z} .

Finalement les seuls éléments de matrice G_{jj_z,j',j'_z} non nuls sont les éléments diagonaux :

$$G_{jj_z,j',j'_z} = \langle jj_z | \frac{1}{E + i\epsilon - H} | j',j'_z \rangle = \frac{\delta_{jj'} \delta_{j_z j'_z}}{E - E_{jj_z} + \Gamma - i\Delta} \quad (107)$$

$\Gamma - i\Delta$ est encore donné par :

$$\sum_k \frac{V_{mk} V_{km'}}{E - \epsilon_k} = \delta_{mm'} (\Gamma - i\Delta) \quad (108)$$

On suppose encore Γ et Δ indépendants de l'énergie et on tient compte de Γ en l'incorporant dans E_0 . Enfin la densité d'états supplémentaire introduite par le mélange de l'état $|jj_z\rangle$ et des électrons de conduction est :

$$\rho_{jj_z}(E) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta}{\Delta^2 + (E - E_{jj_z})^2} \quad (109)$$

et le système d'équations self-consistentes s'écrit :