système est dominé uniquement par le champ, et les populations des deux niveaux deviennent

$$\rho_{11} \to \frac{(Q_1+Q_2)\,F_{21}}{\Gamma_1 F_{21}+\Gamma_2 F_{12}} = \frac{Q_1+Q_2}{\Gamma_1+\Gamma_2}$$

$$\rho_{22} \to \frac{(Q_1+Q_2)\,F_{12}}{\Gamma_1 F_{21}+\Gamma_2 F_{12}} = \frac{Q_1+Q_2}{\Gamma_1+\Gamma_2} \tag{5.8}$$

Les deux niveaux ont des populations égales, c'est-à-dire que le champ électrique a pour effet de produire une distribution uniforme des niveaux excités indépendante du champ. Si on remplace le taux de capture diélectronique par son expression (3.135), on trouve

$$\rho_{11} = \rho_{22} = n_e \frac{\alpha}{(k_B T)^{3/2}} \frac{g_1\Gamma_1\, e^{-\Delta E_{10}/k_BT} + g_2\Gamma_2\, e^{-\Delta E_{20}/k_BT}}{g_0\,(\Gamma_1+\Gamma_2)}\,\rho_{00} \tag{5.9}$$

l'expression (5.9) montre que le champ électrique fait tendre le système vers un nouveau type d'équilibre que nous qualifierons *d'équilibre du champ* où le rapport de populations ne tend pas vers le rapport des poids statistiques comme avec les collisions. Par conséquent, *le champ électrique détruit l'équilibre de Boltzmann* (dans la base $|\alpha J\rangle$).

5.4 Equilibre thermodynamique local

Comme nous l'avons vu, l'établissement de l'équilibre thermodynamique nécessite des densités suffisamment élevées pour vaincre l'effet des micros-champs, la condition nécessaire est dans ce cas $C \gg F$. Dans cette limite, les populations des deux niveaux deviennent

$$\rho_{11} \to \frac{(Q_1+Q_2)\,C_{21}}{\Gamma_1 C_{21}+\Gamma_2 C_{12}}\,, \qquad \rho_{22} \to \frac{(Q_1+Q_2)\,C_{12}}{\Gamma_1 C_{21}+\Gamma_2 C_{12}} \tag{5.10}$$

Ces deux expressions montrent que les deux niveaux n'ont pas de populations égales puisque les taux d'excitation et de désexcitation collisionnels sont différents. Considérons leur rapport

$$\frac{\rho_{11}}{\rho_{22}} = \frac{C_{21}}{C_{12}} = \frac{g_1}{g_2}\, e^{-\Delta E_{12}/k_BT}$$

on retrouve l'équilibre thermodynamique local, les niveaux sont distribués suivant la statistique de Boltzmann. La deuxième égalité est justifiée par le fait que l'analyse porte sur les densités élevées où les collisions dominent tous les autres processus. En remplaçant les termes sources Q_1 et Q_2 par le taux de capture diélectronique on obtient à partir de (5.10)

$$\frac{\rho_{11}}{C_{21}} = \frac{\rho_{22}}{C_{12}} = n_e \frac{\alpha}{(k_B T)^{3/2}} \frac{g_1\Gamma_1\, e^{-\Delta E_{10}/k_BT} + g_2\Gamma_2\, e^{-\Delta E_{20}/k_BT}}{g_0\,(\Gamma_1 C_{21}+\Gamma_2 C_{12})}\,\rho_{00} \tag{5.11}$$

Cette expression montre bien qu'il n'y a aucune variation du rapport des populations en fonction de la densité, ce qui correspond bien à un équilibre.

5.5 Résultat des simulations

Ici nous considérons deux états doublement excités du cuivre (Z = 29), $2p^2\ ^1D_2$ et $2s2p\ ^1P_1$, les deux états sont peuplés par capture diélectronique qui est considérée comme l'unique source de populations. La température du plasma est prise égale à 300 eV et la densité variable entre 10^{20}-10^{24} cm^{-3}. Le tableau 5.1 contient les différentes données atomiques calculées avec