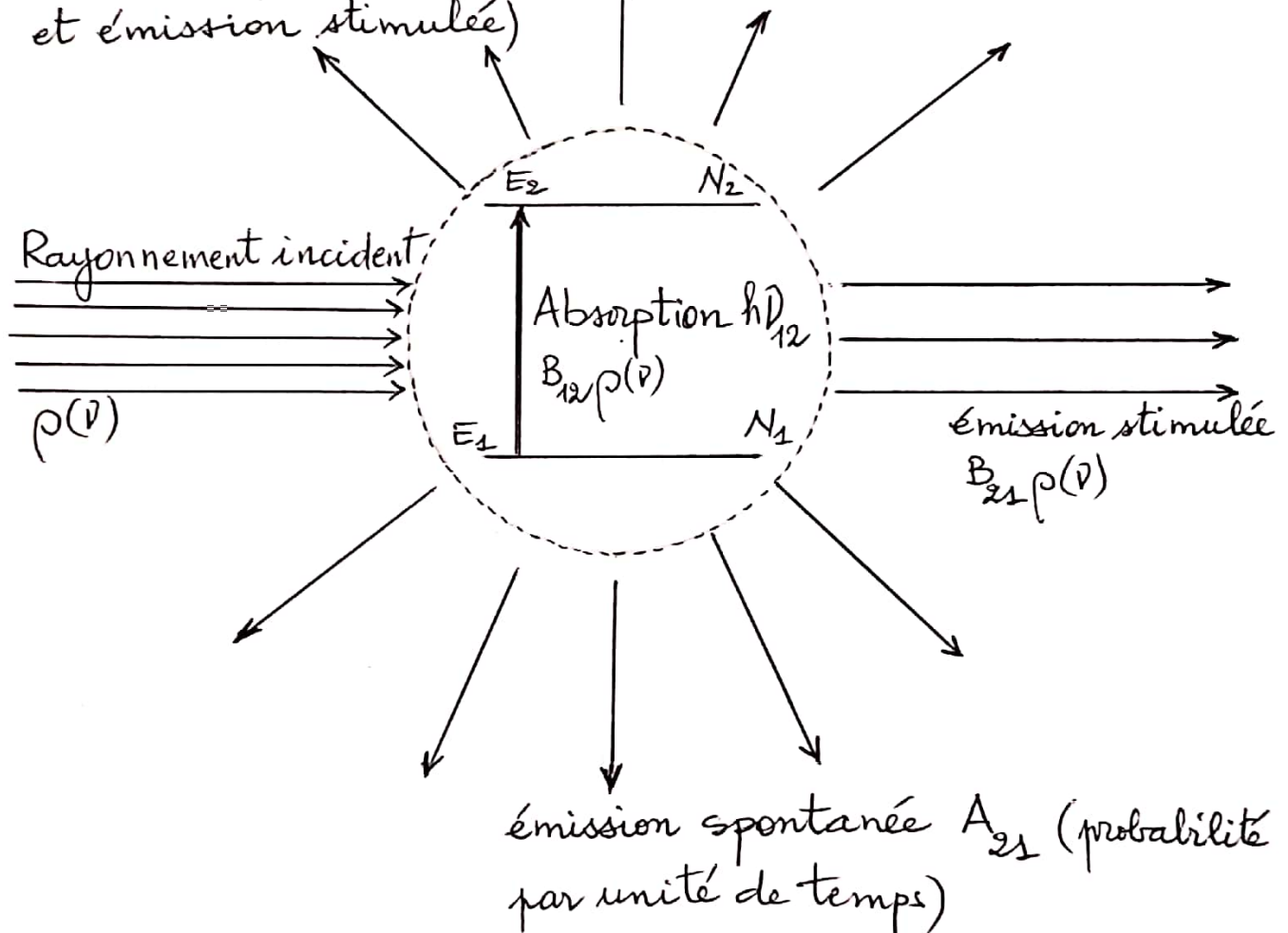


Le schéma suivant illustre les trois phénomènes mis en jeu lors de l'interaction d'un rayonnement incident avec des atomes (supposés à 2 niveaux): Absorption, émission spontanée et émission stimulée



Le bilan global des variations des populations $N_1(t)$ et $N_2(t)$ au cours du temps est:

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = \underbrace{+ B_{12} \rho(\nu) N_1(t)}_{\text{Absorption}} - \underbrace{B_{21} \rho(\nu) N_2(t)}_{\frac{dN_2(t)}{dt} \text{ (ém. stim.)}} - \underbrace{A_{21} N_2(t)}_{\frac{dN_2(t)}{dt} \text{ (ém. spontanée)}} \quad (1)$$

$\frac{dN_2(t)}{dt} = - \frac{dN_1(t)}{dt}$

avec $\frac{dN_1(t)}{dt} = - B_{12} \rho(\nu) N_1(t)$ et $N_1(t) + N_2(t) = N_0 = C^{ste}$

En régime permanent, cād qu'aux temps longs tous les phénomènes transitoires, mis en jeu lors de l'interaction, ont disparu. Donc, $\frac{dN_1(t)}{dt} = \frac{dN_2(t)}{dt} = 0$

En égalant la relation (1) à 0, nous trouvons :

$$\frac{dN_2(t)}{dt} = 0 \Leftrightarrow +B_{12}\rho(\nu)N_1 - B_{21}\rho(\nu)N_2 - A_{21}N_2 = 0$$

après division par N_2 , on trouve: $\left(B_{12}\frac{N_1}{N_2} - B_{21}\right)\rho(\nu) = A_{21}$

Dans le cas où l'émission induite est négligée, devant l'émission spontanée (cas d'un flux de photons faible à la fréquence ν telle que $h\nu = E_2 - E_1$), on trouve la relation: (2)

$$\frac{N_2(t)}{N_1(t)} = \frac{B_{12}\rho(\nu)}{A_{21}} \quad (3)$$

Dans le régime permanent, il y a établissement d'un équilibre thermique où :

- Les atomes sont régis par la loi de Boltzman:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{g_1}{g_2} e^{\frac{E_2 - E_1}{K_B T}} \quad (4)$$

g_1 et g_2 sont les dégénérescences des niveaux 1 et 2

K_B la constante de Boltzman

- les photons sont régis par la loi de Planck (cas du corps noir). La densité spectrale s'écrit

$$\rho(\nu) = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \times \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (5)$$

Les relations (2), (4) et (5) conduisent à:

$$\left(B_{12} \frac{g_1}{g_2} e^{\frac{E_2 - E_1}{k_B T}} - B_{21} \right) \rho(\nu) = A_{21} \quad (6)$$

Il est à remarquer que lorsque $T \rightarrow \infty$; $\rho(\nu) \rightarrow \infty$ et l'émission spontanée est négligée. Dans ce cas, on en déduit les relations suivantes:

$$g_1 B_{12} = g_2 B_{21} \quad A_{21} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} B_{21}$$

à haute T° $(6) \Rightarrow A_{21} \approx 0$ donc $B_{12} \frac{g_1}{g_2} - B_{21} = 0$

$$(6) \Rightarrow \left(B_{21} e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - B_{21} \right) \rho(\nu) = A_{21}$$

$$B_{21} (e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1) \rho(\nu) = A_{21}$$

$$(5) \Rightarrow B_{21} \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} = A_{21} \Rightarrow A_{21} \propto \nu^3$$

Remarque: $A_{21} \propto \nu^3$ Du moment que la durée de vie des atomes = à l'inverse de A_{21} ($\tau = \frac{1}{A_{21}}$), les durées de vie sont plus courtes dans l'UV car les ν sont plus grandes.