

RECOMBINACION ELECTRONICA EN ALGUNOS PROBLEMAS DE FISICA

Octavio Guzmán

Instituto de Asuntos Nucleares

Departamento de Física Universidad Nacional

Bogotá

Resumen

En este trabajo se presentan cálculos de las tasas de recombinación electrónica en función de la densidad electrónica, temperatura electrónica y carga nuclear del ión.

A partir de estos resultados, se calculan tiempos de recombinación y se comparan con los tiempos de enfriamiento característicos en el proceso de enfriamiento de haces de iones por electrones en anillos de almacenamiento.

INTRODUCCION

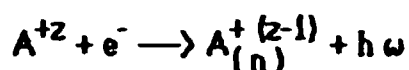
Recombinación electrónica (R.E) juega un papel importante en varios problemas de la física atómica. En física de aceleradores como un mecanismo que contribuye a la pérdida de iones almacenados cuando se usa un haz de electrones como "refrigerante". En física de plasmas como un mecanismo importante en el diagnóstico de los mismos. En la construcción y diseño de fuentes de iones.

La mayoría de estudios están limitados a plasmas con densidades electrónicas $N_e \approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $kT_e \leq 1 \text{ eV}$ y $Z = 1$.

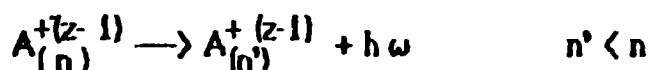
Sin embargo, recientes avances en los campos arriba mencionados, exigen una ampliación de la (R.E) a parámetros de valores diferentes.

Es bien conocido que los procesos de recombinación se dan a través de una complicada secuencia de eventos [1]:

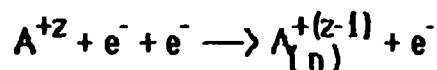
1- Captura electrónica radiativa



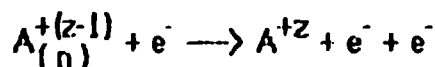
2- Desexcitación radiativa



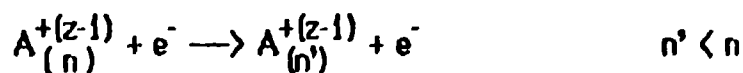
3- Colisiones electrónicas de tres cuerpos



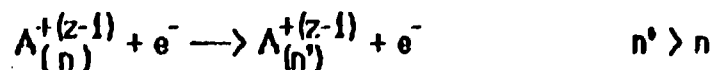
4- Proceso Inverso al anterior



5- Desexcitación colisional



6- Excitación colisional



Bajo condiciones de balance, usando ratas de colisión binarias y límite colisional a altas densidades de electrones, es posible calcular los coeficientes de combinación considerando la secuencia de eventos del 1 al 6 como un proceso Markoviano en el espacio de las energías.

En [2] se estudiaron varios modelos y se derivan expresiones para las diferentes ratas de recombinación. Además en estos cálculos se involucra el efecto observado por Byron et al [3] [4], el cual se expresa mediante un mínimo pronunciado en la rata total de desexcitación en función del número cuántico principal. Esta estructura denominada cuello de botella en el espacio de las energías, se debe fundamentalmente a que la probabilidad de desexcitación colisional crece con n , mientras que la población en equilibrio a excitaciones y a transiciones radiativas decrecen con n (número cuántico principal).

Resultados

Las figuras 1, 2, muestran el coeficiente total de recombinación $\alpha = \alpha_{col} + \alpha_{rad} + \alpha_{cer}$ en función de la temperatura electrónica y para $z = 1$, $z = 92$, $n_e = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. (---- α_{col} ; α_{rad} ; - . - . - . α_{cer}).

Las figuras muestran que a bajas temperaturas domina la recombinación colisional, mientras que en altas energías las otras dos dominan el proceso.

Las figuras 3 y 4 muestran $\alpha = f(z) \left| \frac{n_e}{kt_e} \right.$

La figura 5 muestra los tiempos de recombinación característicos referidos al ejemplo concreto del sistema experimental que actualmente se construye en la GSI de Darmstadt.

Si se compararan estos con los tiempos de enfriamiento obtenidos por ejemplo a partir de la ecuación de Bethe-Bloch se observan diferencias significativas.

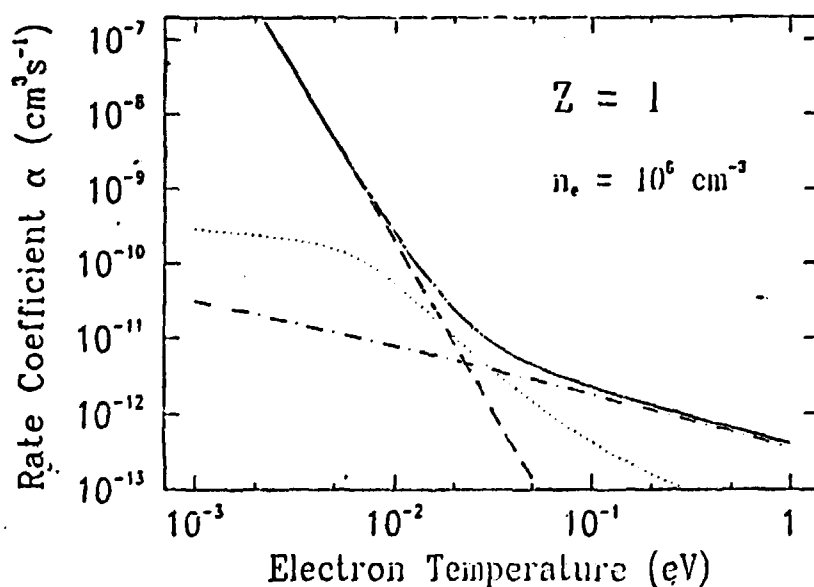


Fig. 1

- [1] D. R. Bates, A. E. Kingston, R. W. P. McWhirter. Proc. Roy. Soc. 267A, 207 (1962).
- [2] O. Guzman. Tech. Report OIEA/GSI Darmstadt (1988).
- [3] St. Byron, R. C. Stabler, P. J. Bortz. Phys. Rev. Lett. 8, 376 (1962)
- [4] H. F. Bayer, D. Liesen, O. Guzman. CSI preprint. To be published.

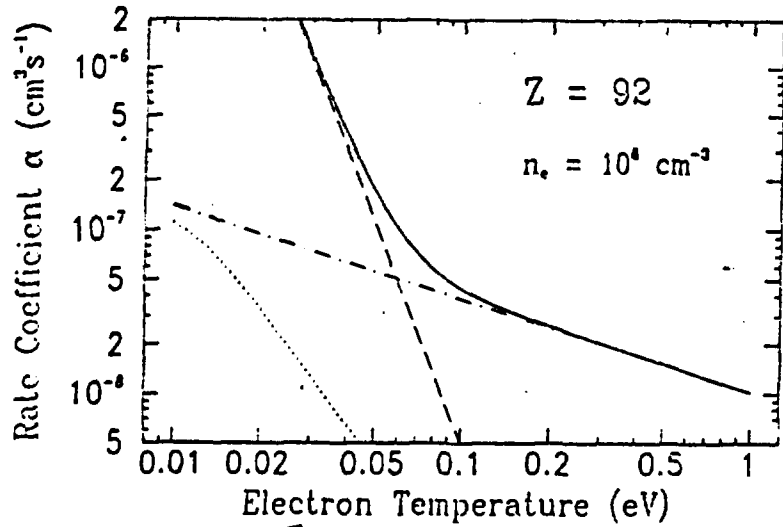


Fig. 2

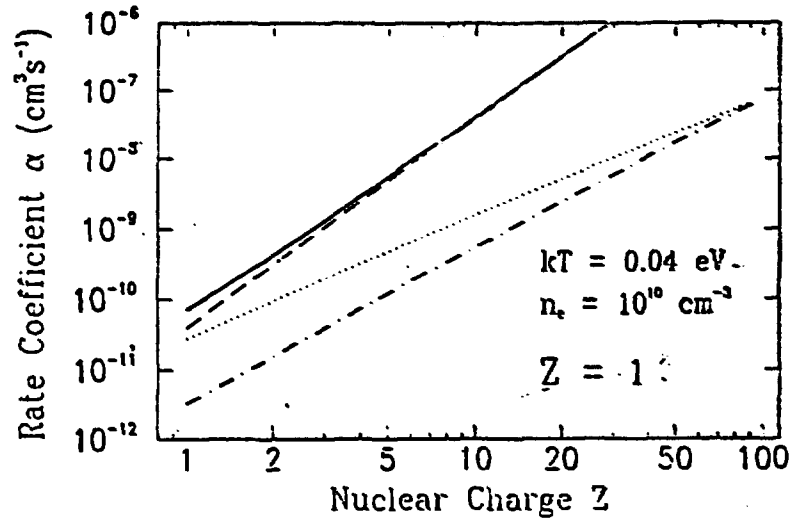


Fig. 3

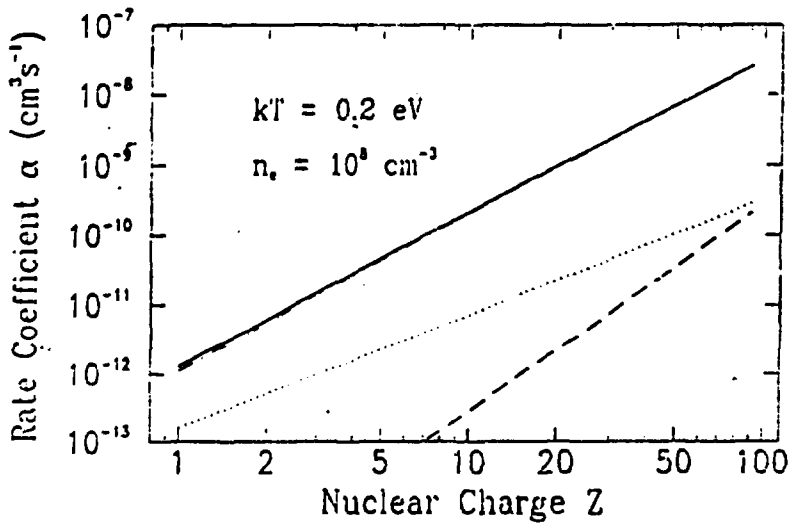


Fig. 4

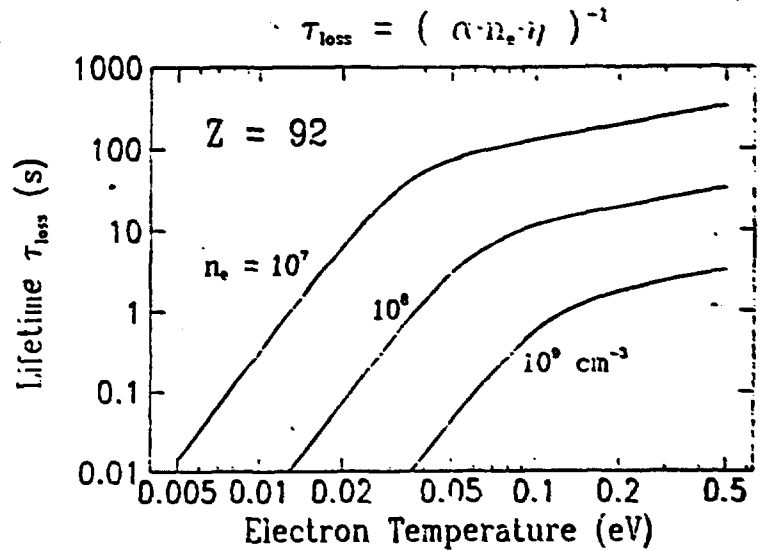


Fig. 5