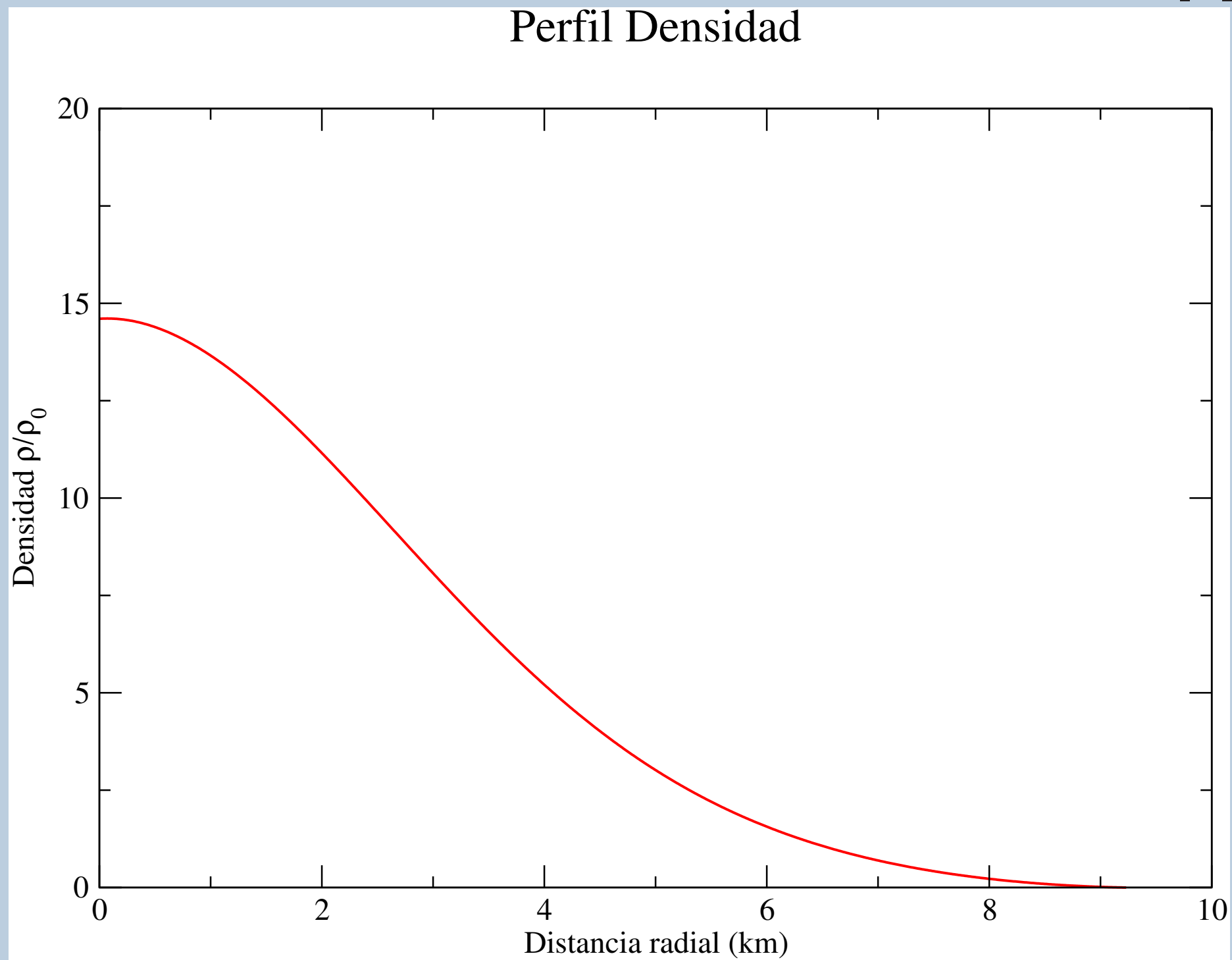


Resumen

Se analizó la influencia del perfil densidad de una estrella de neutrones (NS) en el proceso de emisión de neutrinos producidos en los procesos Urca Directo (DUrca) y Urca modificado (MUrca). Para esto, se partió de la solución numérica de las ecuaciones de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) para una NS con la composición nuclear estándar y sin considerar interacciones nucleares, lo que llevó a obtener el perfil densidad. Se obtienen las densidades de protones y neutrones, sus respectivos momentos de Fermi, y a partir de estos, y usando un modelo efectivo para la interacción nuclear, se calculan las luminosidades de neutrinos para los procesos considerados. Posteriormente, usando la Teoría de Campo Medio relativista, se obtienen condiciones adicionales bajo las cuales el enfriamiento acrecentado se hace posible al interior de las NS, y a partir de este análisis se concluye que el proceso DUrca está permitido cuando el momentum de Fermi del neutrón es menor a $309MeV$, lo que ocurre cuando la distancia radial es mayor a $6km$, con lo que para distancias menores a este valor, la estrella podría no estar compuesta por neutrones, protones y electrones, sino por estados exóticos de la materia, como hiperones o quarks.

Perfil Densidad

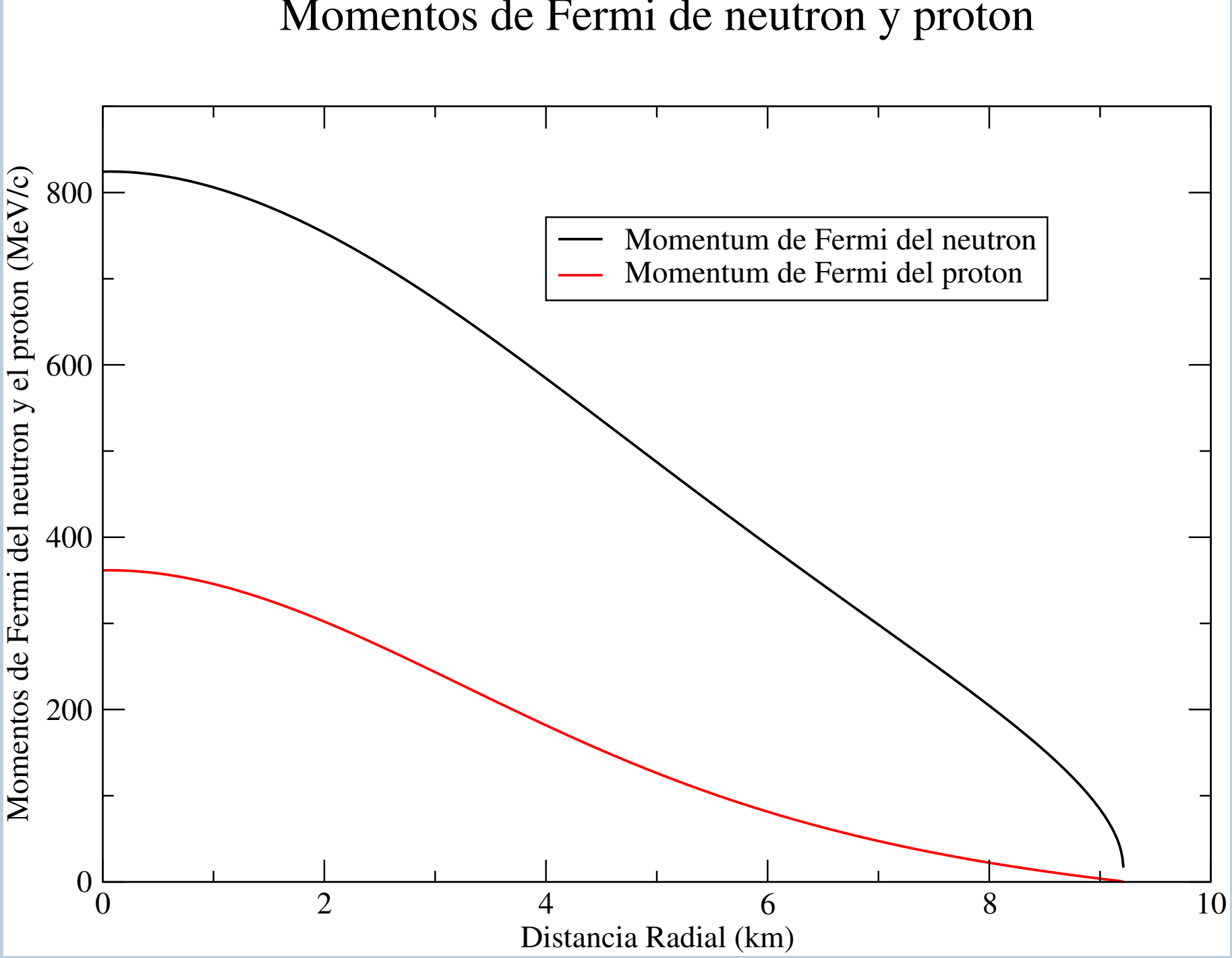
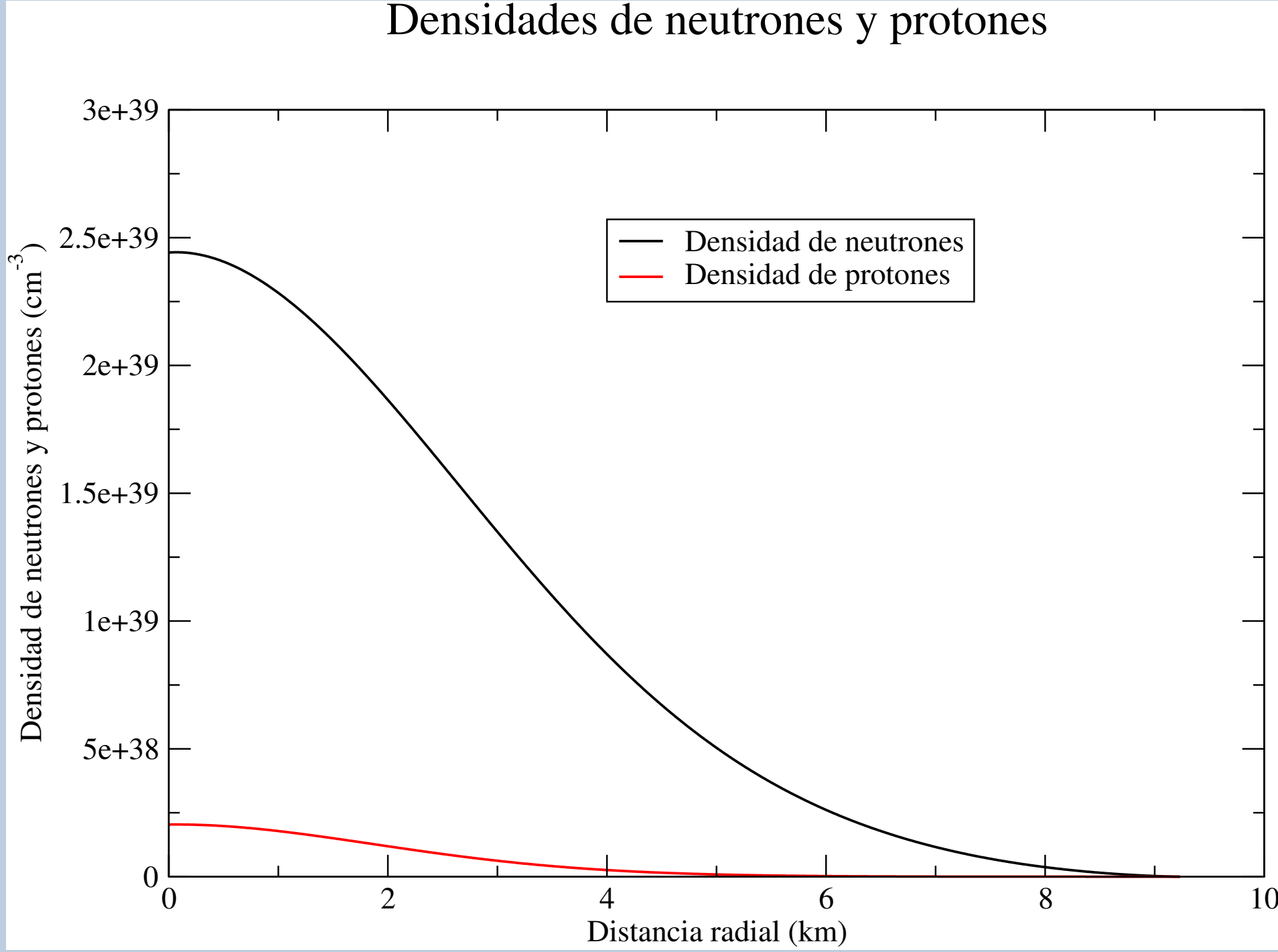
El perfil densidad se obtiene a partir de la solución numérica de las ecuaciones TOV, que determinan la estructura de un cuerpo esféricamente simétrico en equilibrio estático, bajo una ecuación de estado determinada. Para este trabajo, se partió de la ecuación de estado propuesta por Prakash et al. [1], a partir de la cual se obtuvo el perfil densidad que se presenta a continuación [2].



En esta gráfica, la densidad se ha escalado con la densidad nuclear estándar, $\rho_0 = 2.8 \times 10^{14}g\text{ cm}^{-3}$, y podemos notar la siguiente estructura: **Núcleo interno**, desde el centro de la estrella ($r = 0$) hasta $r \approx 2.5km$, con densidades del orden de $10 - 15\rho_0$; **Núcleo externo**, desde la frontera exterior del núcleo interno hasta $r \approx 4.5km$, donde $2\rho_0 < \rho < 10\rho_0$; **Corteza interna**, la densidad cae desde $2\rho_0$ en $r \approx 4.5km$ hasta $0.5\rho_0$ en $r \approx 7km$; **Corteza externa y Atmósfera**: se extienden desde $r \approx 7km$ hasta $R = 9.4km$. Esta estructura coincide con la reportada en [3].

Densidades de Partículas y Momentos de Fermi

A partir de la densidad de materia en la NS se obtienen las densidades de partículas y los momentos de Fermi:



Procesos DUrca y MUrca

Los procesos DUrca y MUrca constituyen los procesos dominantes de emisión de neutrinos al interior de las NS. El proceso DUrca consiste de un decaimiento beta y la captura de un electrón por un protón:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad p + e^- \rightarrow n + \nu_e$$

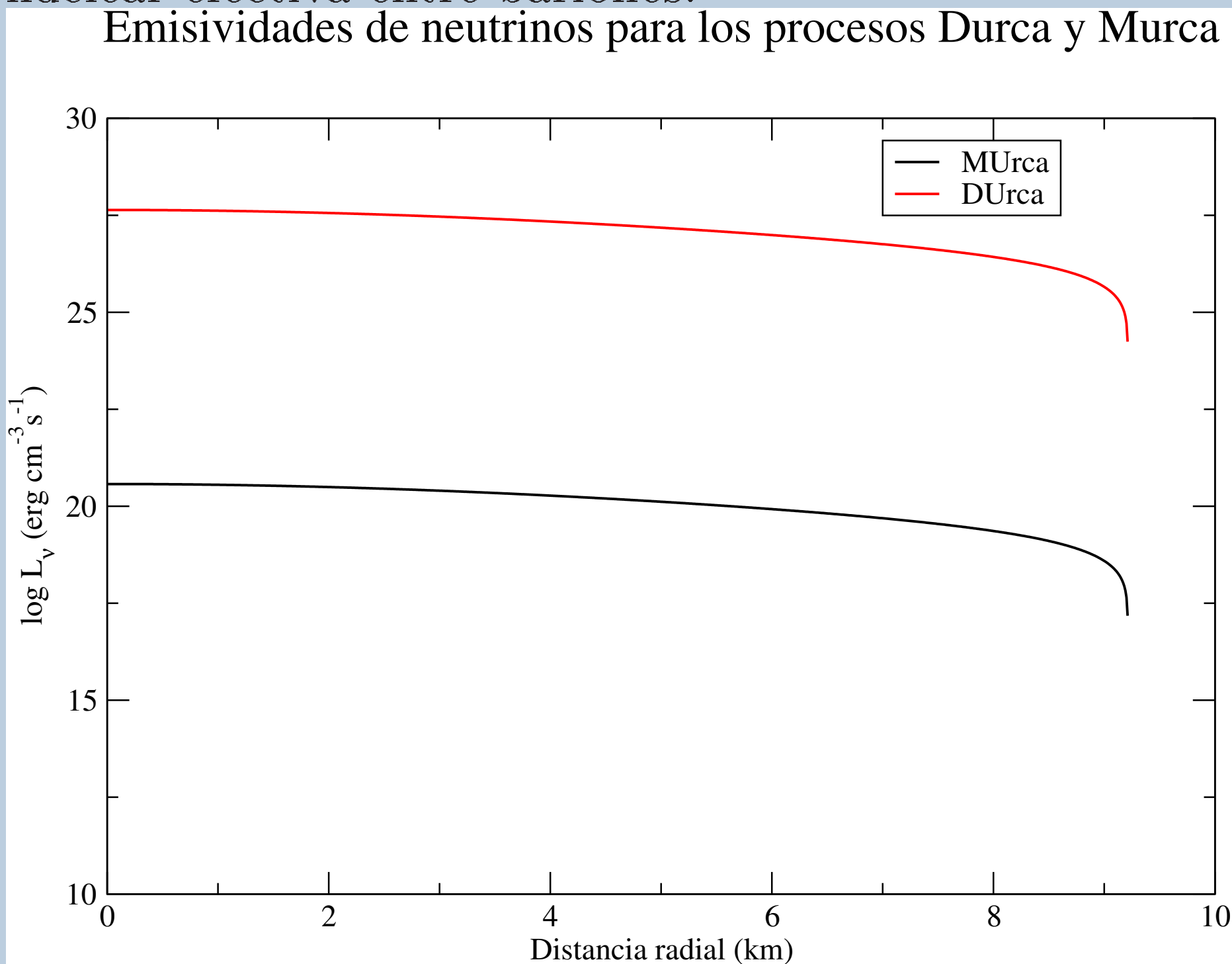
Mientras que en el proceso MUrca aparece un neutrón adicional en el estado inicial para garantizar la conservación de energía y momentum que no se presenta en el proceso DUrca cuando la fracción de protones es menor a 11.11%:

$$n + n \rightarrow n + p + e^- + \bar{\nu}_e \quad p + n + e^- \rightarrow n + n + \bar{\nu}_e$$

Los cálculos estándar de las tasas de emisión de neutrinos [4, 6] consideran que la densidad de la estrella es uniforme.

Emisividad de neutrinos

Las tasas de emisión de neutrinos se obtienen a partir de la regla de oro de Fermi, considerando la interacción nuclear efectiva entre bariones.



Las emisividades totales son de $L_{\nu}^{DUrca} = 2.5 \times 10^{45}erg\text{ s}^{-1}$ y $L_{\nu}^{MUrca} = 2.2 \times 10^{38}erg\text{ s}^{-1}$, que están de acuerdo con los resultados reportados en la literatura [5]

Referencias

[1] M. Prakash, I. Bombaci, M. Prakash, P.J. Ellis, J.M. Lattimer and R. Knorren, *Phys. Rep.* **280** 1-77 (1997).

[2] L.F. Muñoz, Estrellas de Neutrones y Propagación de neutrinos, *Tesis de Maestría*, Grupo de Campos y Partículas, Departamento de Física, Universidad Nacional de Colombia (2011).

[3] D.G. Yakovlev, A.D. Kaminker, O.Y. Gnedin and P. Haensel, *Phys. Rep.* **354** 1-155 (2001).

[4] J.M. Lattimer, C.J. Pethick, M. Prakash and P. Haensel, *Phys. Rev. Lett.* **66** 2701-2704 (1991).

[5] D. Page, J.M. Lattimer, M. Prakash and A.W. Steiner, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **155** 623-650 (2004).

[6] B.L. Friman, and O.V. Maxwell, *The Astrophysical Journal* **232** (1979).

[7] L.B. Leinson, *Nuclear Physics A* **707** 543-560 (2002).

Modelo $\sigma - \omega$ no lineal

Para incluir las interacciones entre los nucleones, se utilizó un modelo relativista de la materia bariónica, donde las interacciones se realizan a través del intercambio de mesones σ , ω y ρ , y bajo la aproximación de campo medio.

El Lagrangiano del sistema está dado por [7]

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_B \bar{B} \left[\gamma_{\mu} \left(i\partial^{\mu} - g_{\omega B}\omega^{\mu} - \frac{1}{2}g_{\rho B}\vec{\tau} \cdot \mathbf{b}^{\mu} \right) \right. \\ & - (M_B - g_{\sigma B}\sigma)] - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\omega}^2\omega_{\mu}\omega^{\mu} \\ & - \frac{1}{4}\mathbf{B}_{\mu\nu} \cdot \mathbf{B}^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_{\rho}^2\mathbf{b}_{\mu} \cdot \mathbf{b}^{\mu} + \frac{1}{2}\partial_{\mu}\sigma\partial^{\mu}\sigma \\ & - \frac{1}{2}m_{\sigma}^2\sigma^2 - U(\sigma) + \bar{l}(i\gamma_{\mu}\partial^{\mu} - m)l \end{aligned}$$

Usando las ecuaciones de Euler-Lagrange se obtienen las siguientes ecuaciones de movimiento para los nucleones:

$$\left[i\gamma^{\mu}\partial_{\mu} - U_{n,p}\gamma^0 - M_{n,p}^{*} \right] \psi_{n,p}(x) = 0$$

donde $U_n = g_{\omega}\omega_0 - g_{\rho}\rho_0/2$ y $U_p = g_{\omega}\omega_0 + g_{\rho}\rho_0/2$ son las energías potenciales de interacción, con lo que existe una diferencia de energías $\Delta U = U_n - U_p \approx 100MeV$.

Posibilidad del proceso DUrca

El escenario de enfriamiento acrecentado descrito por el proceso DUrca requiere que al interior de la NS se mantenga el equilibrio beta $\mu_n = \mu_p + \mu_e$, y además que existan densidades muy altas, descritas por la condición triangular, $p_p \geq p_n/2$. Ya que los potenciales químicos de partículas degeneradas pueden aproximarse a sus energías de Fermi, la condición de equilibrio beta puede escribirse como $E_n(p_n) - E_p(p_p) = \sqrt{p_p^2 + m^2}$, con lo que, para que el proceso DUrca opere, debe existir una diferencia de energías entre el neutrón y el protón, que, para el caso del gas libre, se debe a su diferencia de masas.

Para las interacciones descritas por el modelo $\sigma - \omega$ no lineal, esta diferencia de energías se presenta debido a la interacción efectiva de los nucleones. La siguiente gráfica muestra a p_p en función de p_n obtenida para este modelo, donde podemos observar que el proceso DUrca está permitido para $p_p \lesssim 309MeV$, lo que corresponde a distancias radiales mayores a $6km$.

Momentum de Fermi del Proton Vs Momentum de Fermi del neutron
Modelo de Teoría de Campos. Aproximacion de campo medio

