

# Tratamiento numérico de la inestabilidad Kelvin-Helmholtz bajo el marco de la RRMHD

B. Martínez-Anzola<sup>1</sup> J. Acuña-Tellez<sup>2</sup> S. Rodríguez-García<sup>3</sup>  
S. Miranda-Aranguren<sup>4</sup>

bmartineza@udistrital.edu.co<sup>1</sup> jsacunat@udistrital.edu.co<sup>2</sup> sebrodriguezg@udistrital.edu.co<sup>3</sup>

smirandaa@udistrital.edu.co<sup>4</sup>



## RESUMEN

Este trabajo analiza numéricamente la Inestabilidad de Kelvin-Helmholtz (KHI) en dos dimensiones en el marco de la Magnetohidrodinámica Resistiva Relativista (RRMHD). La KHI ocurre cuando hay una diferencia de velocidad entre dos capas de fluido o plasma en contacto, generando perturbaciones crecientes con el tiempo. Esta inestabilidad se observa en contextos astrofísicos, como en vientos estelares, discos de acreción, límites de gas en supernovas y choques en jets relativistas. Estudios recientes, como los de Osmanov et al. 2008 [4], Pimentel y Lora-Clavijo [6], y Chow et al. 2023 [1].

En nuestra aproximación a la inestabilidad estudiamos el efecto que la resistividad en el plasma produce en su crecimiento.

## ECUACIONES DE LA RRMHD

$$\begin{aligned}\partial_t \psi &= -\nabla \cdot \mathbf{E} + q - \kappa \psi \\ \partial_t \phi &= -\nabla \cdot \mathbf{B} - \kappa \phi \\ \partial_t \mathbf{E} &= \nabla \times \mathbf{B} - \nabla \psi - \mathbf{J} \\ \partial_t \mathbf{B} &= -\nabla \times \mathbf{E} - \nabla \phi \\ \partial_t q &= -\nabla \cdot \mathbf{J} \\ \partial_t D &= -\nabla \cdot \mathbf{F}_D \\ \partial_t \mathcal{E} &= -\nabla \cdot \mathbf{F}_\mathcal{E} \\ \partial_t \mathbf{S} &= -\nabla \cdot \mathbf{F}_\mathbf{S}\end{aligned}$$

Utilizamos el sistema aumentado de las ecuaciones de Maxwell propuesto por Dedner et al. [?]. Donde se introducen las nuevas variables (pseudo-potenciales)  $\psi$  y  $\phi$ , que evolucionan de forma similar a  $\nabla \cdot \mathbf{B}$  ó  $(\nabla \cdot \mathbf{E} + q)$ . Donde  $q$  es la densidad de carga y las densidades de masa  $D$ , de energía  $\mathcal{E}$  y de momentum  $\mathbf{S}$ , están dadas por,

$$D = \rho W,$$

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{em} + \mathcal{E}_{hyd} = \frac{1}{2}(\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2) + \rho h W^2 - p,$$

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_{em} + \mathbf{S}_{hyd} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} + \rho h W^2 \mathbf{v}.$$

$W = (1 - \mathbf{v}^2)^{-1/2}$  el factor de Lorentz y  $h$  la entalpía.

## CONCLUSIONES

En resumen, la resistividad en plasmas magnetizados reduce la capacidad del campo magnético para deformarse y amplificar las perturbaciones iniciales. En entornos con alta resistividad, el crecimiento de la inestabilidad es lento y menos efectivo, y la formación de estructuras turbulentas se ven favorecidas.

## EXPERIMENTOS NUMÉRICOS

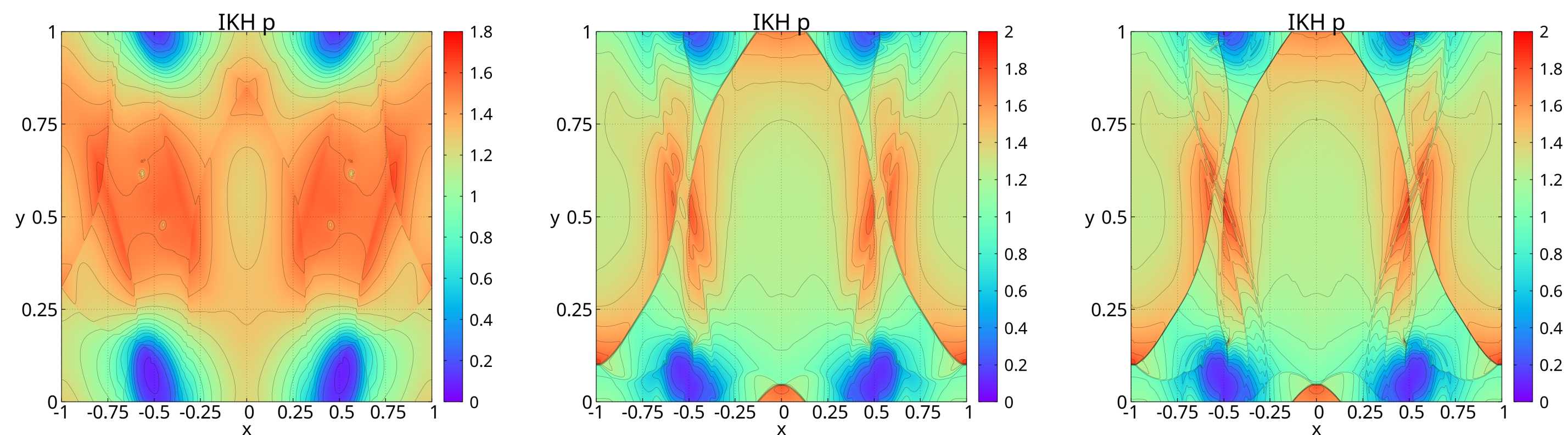


Figura 1: Presión para diferentes valores de conductividad

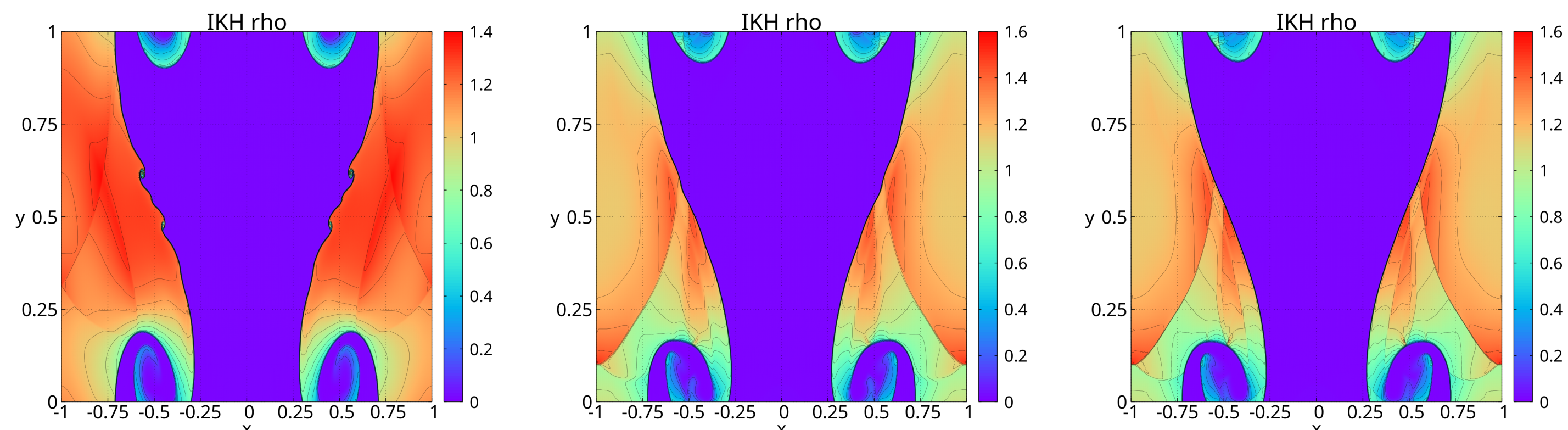


Figura 2: Densidad para diferentes valores de conductividad

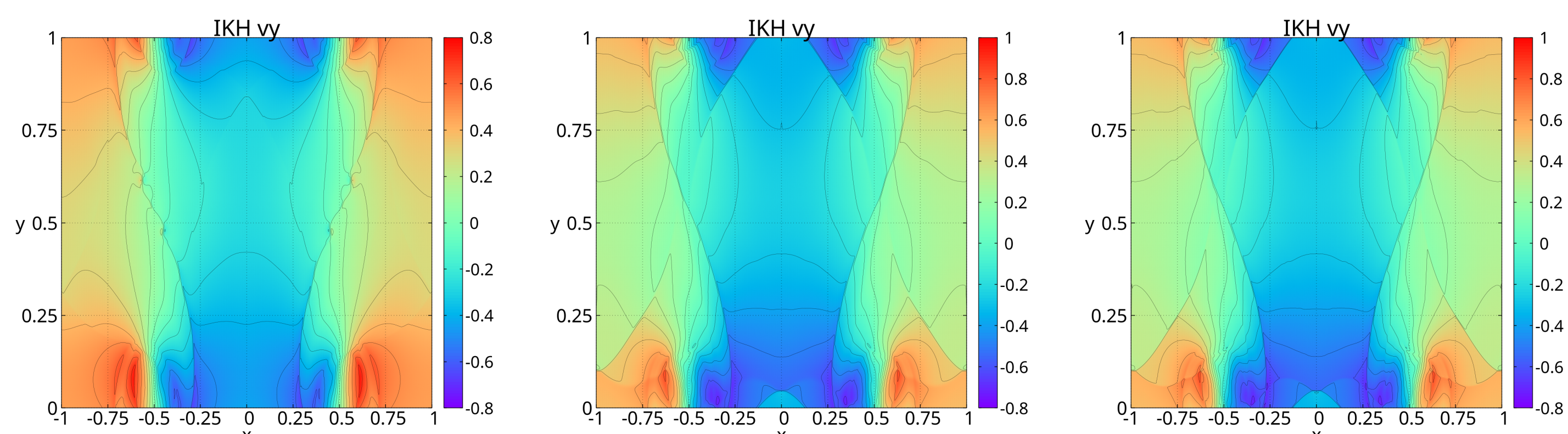


Figura 3: Velocidad en y para diferentes valores de conductividad

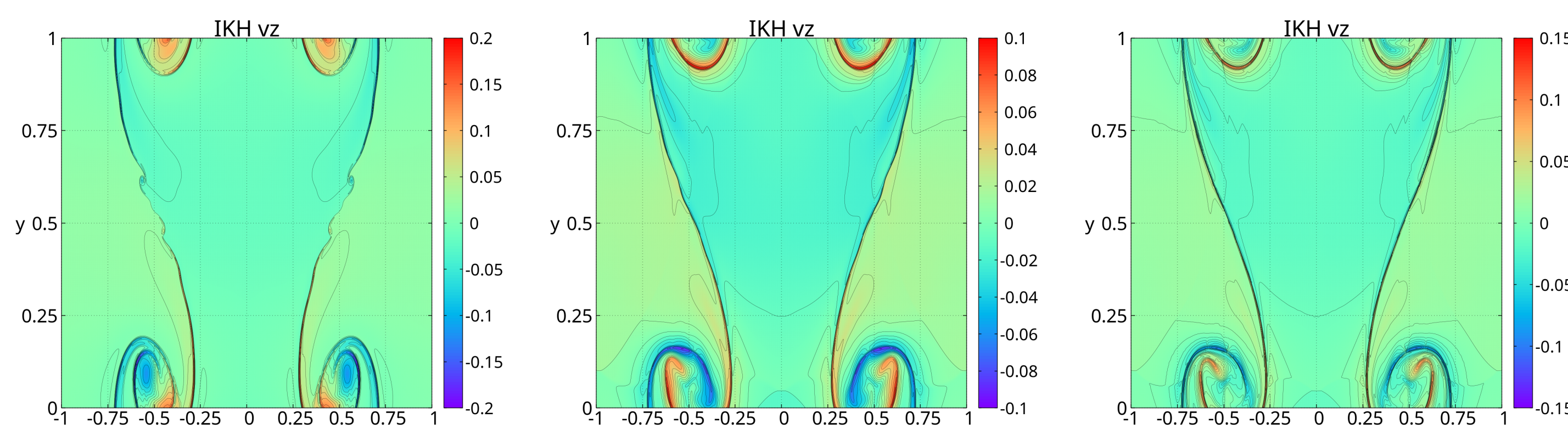


Figura 4: Velocidad en z para diferentes valores de conductividad

## SET-UP

$$\Gamma = 4/3$$

$$v_y = A_0 v_{sh} \sin(2\pi x) \exp\left[-\left(\frac{y-0,5}{\alpha}\right)^2\right] \text{ si } y > 0,0$$

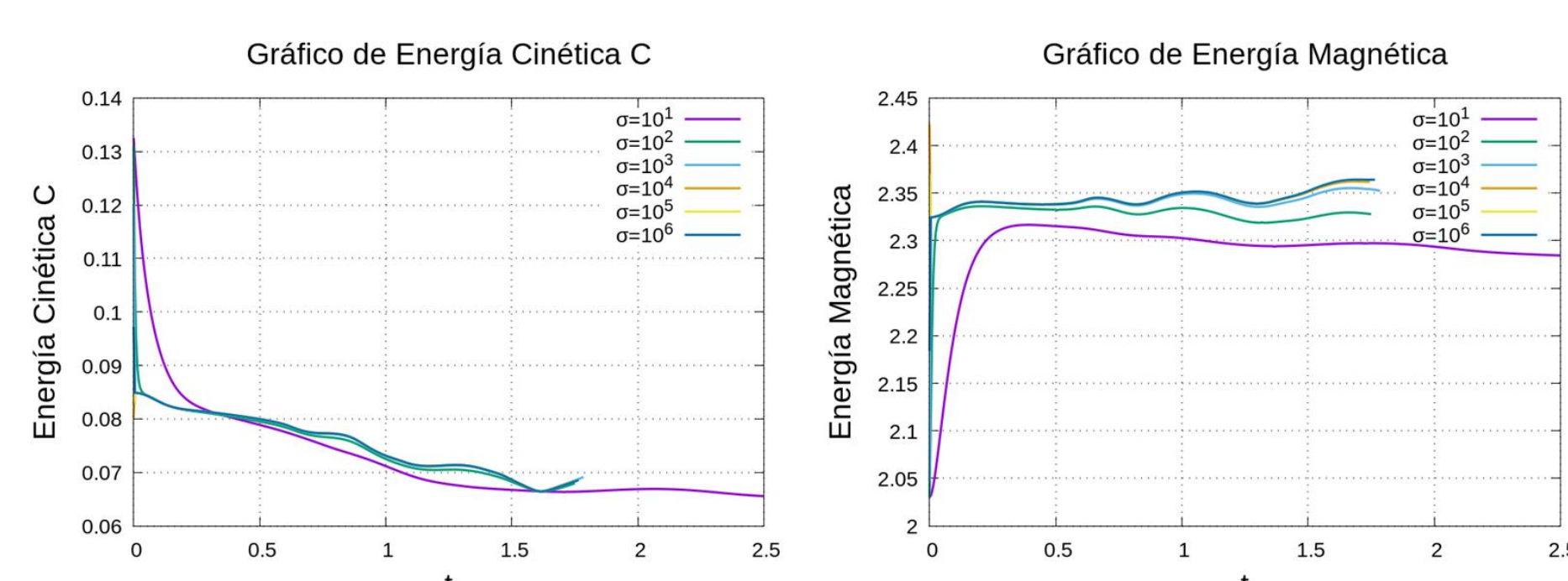
$$v_y = -A_0 v_{sh} \sin(2\pi x) \exp\left[-\left(\frac{y+0,5}{\alpha}\right)^2\right] \text{ si } y \leq 0,0$$

$$v_x = v_{sh} \tanh\left(\frac{y-0,5}{a}\right) \text{ si } y > 0,0$$

$$v_x = -v_{sh} \tanh\left(\frac{y+0,5}{a}\right) \text{ si } y \leq 0,0$$

$$(B_x, B_y, B_z) = (\sqrt{2\mu_p p}, 0, \sqrt{2\mu_t p})$$

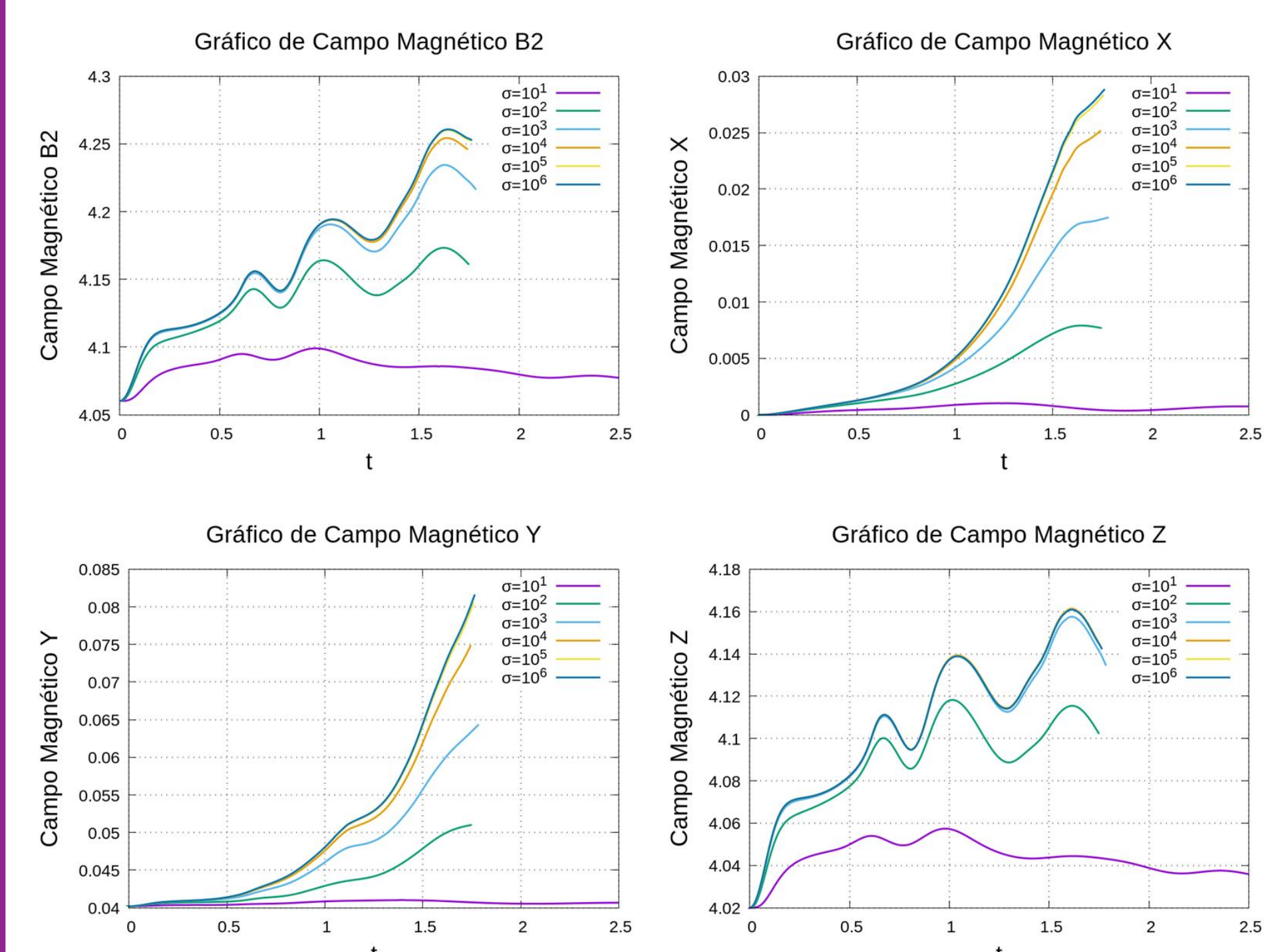
## ENERGÍA



Anexos:



## CAMPO MAGNÉTICO



## REFERENCIAS

- [1] Chow A., et al., 2023, ApJL, 951
- [2] Miranda S., et al., 2014, ASP Conf. Series, 488, 249
- [3] Miranda S., et al., 2018, MNRAS, 476, 3837
- [4] Osmanov, et al., 2008, A&A, 490
- [5] Palenzuela, C., Lehner, L., Reula, O., Rezzolla, L., 2009, MNRAS, 394
- [6] Pimentel O. M., Lora-Clavijo F. D., 2019, MNRAS, 490