

# Generación de Turbulencia Durante el Colapso Gravitacional: Transición a la fase protoestelar y Efecto del Campo Magnético

Rubén Patricio Guerrero Gamboa

Director de Tesis:

Dr. Enrique Vázquez-Semadeni

30 de abril de 2021

## Resumen

Se propone continuar y ampliar la investigación realizada durante la maestría sobre la generación de turbulencia durante el colapso gravitacional de los núcleos, y la capacidad de esta turbulencia de retrasar de forma significativa el colapso. En particular, el proyecto de maestría consideró un solo valor de cocientes de la energía turbulenta a gravitacional, por lo que es necesario ahora hacer un estudio del espacio de parámetros, para determinar si los resultados obtenidos son sensibles a variaciones en este parámetro, y en qué rango de valores. Además, el proyecto de maestría se restringió al caso puramente hidrodinámico durante la fase preestelar (antes de la formación de la protoestrella), por lo que ahora se propone realizar simulaciones con formación de partículas “sink” e incluir el campo magnético para evaluar su importancia relativa en la generación de turbulencia por el colapso. Finalmente, se realizarán observaciones sintéticas de las simulaciones para evaluar su capacidad para reproducir las observaciones en líneas moleculares de núcleos densos.

## 1. Introducción

### 1.1. Antecedentes: El papel de la turbulencia en la nubes moleculares

La primera vez que se sugirió la existencia de turbulencia supersónica dentro de las nubes moleculares fue en 1970 cuando [Wilson et al. \(1970\)](#) observaron anchos de línea supersónicos en los espectros del CO. Esto es, que las nubes moleculares tenían anchos no térmicos de un orden de magnitud o incluso aún mayores al ancho térmico. También fue por medio de observaciones que se encontró que las nubes moleculares exhiben un estado cercano al de equipartición entre su energía cinética no térmica, comúnmente asociada a la turbulencia, y su energía gravitacional ([Larson, 1981](#); [Heyer et al., 2009](#)). Esto ha sido

interpretado como equilibrio virial entre la turbulencia y su auto gravedad (p. ejm., [McKee & Ostriker, 2007](#)).

De múltiples estudios numéricos y teóricos se ha observado que tanto la turbulencia Hidrodinámica (HD) como la Magnetohidrodinámica (MHD) se disipa en una escala de tiempo del orden del tiempo de cruce ([Mac Low et al., 1998](#); [Stone et al., 1998](#); [Padoan & Nordlund, 1999](#); [Avila-Reese & Vázquez-Semadeni, 2001](#)) lo que hace necesaria una fuente de inyección continua que mantenga el nivel aparentemente universal de la turbulencia ([Vazquez-Semadeni et al., 2000](#); [Mac Low & Klessen, 2004](#)).

### 1.1.1. Escenario gravoturbulento

La presencia de turbulencia supersónica en las nubes ha dado origen al actual escenario “gravoturbulento” para la estructura de las nubes y el proceso de formación estelar (p. ejm., [Mac Low & Klessen, 2004](#)). En este escenario, la turbulencia está principalmente agitada por la inyección de energía estelar (supernovas, radiación ionizante y vientos), y la existencia de una relación de escalamiento para la dispersión de velocidad turbulenta ([Kolmogorov, 1941](#); [Larson, 1981](#)), implica la presencia de un gran número de escalas de tamaño excitadas (agitadas) en el medio. En vista de esto, se ha sugerido que la turbulencia puede desempeñar una doble función en el escenario gravoturbulento ([Vázquez-Semadeni et al., 2003](#); [Mac Low & Klessen, 2004](#)): dada una estructura de densidad de escala de tamaño  $\ell$ , aquellas fluctuaciones de velocidad con escalas de tamaño  $\ell' < \ell$  tendrían el efecto de proveer soporte en contra de su autogravedad por medio de la presión turbulenta, mientras que las fluctuaciones en escalas  $\ell' > \ell$  contribuyen a la formación y destrucción de estructuras de densidad de tamaño  $\ell$ .

Las fluctuaciones de densidad dentro de las nubes, que constituyen los núcleos y grumos, son causadas por la turbulencia fuertemente supersónica y experimentan una reducción local de su masa de Jeans, y entonces pueden colapsar si la masa de Jeans se hace menor que la masa del grumo.

### 1.1.2. Escenario de Colapso Jerárquico Global (GHC)

En años recientes, sin embargo, han surgido cuestionamientos al escenario gravoturbulento. Primeramente, la equipartición observada entre la dispersión de velocidades no-térmica y la auto-gravedad puede verse incluso en nubes moleculares que tienen poca o ninguna formación estelar, por lo que la retroalimentación de las estrellas locales no puede ser la principal fuente de inyección de la energía cinética. Este hecho ha llevado a algunos autores a replantearse la idea del soporte turbulento, ya que se puede reinterpretar el estado de equipartición de las nubes moleculares como una consecuencia del colapso gravitacional y no de equilibrio virial ([Ballesteros-Paredes et al., 2011](#)).

De esta reinterpretación surge el llamado escenario de colapso jerárquico global (GHC), en el que se propone que, desde su formación, las nubes moleculares completas son gravitacionalmente inestables y a medida que el colapso transcurre, el valor de la masa de Jeans local disminuye, provocando que regiones internas de mayor densidad tengan un tiempo de caída libre menor que el de la nube molecular completa. Estas fluctuaciones de densidad son producidas por la turbulencia interna de las nubes, pero en el escenario GHC se

considera que la turbulencia en las nubes moleculares es sólo moderadamente supersónica, con números de Mach  $M_s \sim 3$ , en lugar de la turbulencia fuertemente supersónica que se supone en el escenario gravoturbulento, con  $M_s \sim 10$ . En el escenario GHC, el resto de la energía cinética se supone que corresponde a los movimientos de contracción gravitacional (Vázquez-Semadeni et al., 2019). En este escenario, las nubes moleculares se encuentran en un estado de colapso global, con colapsos dentro de colapsos, lo que da origen al nombre de colapso gravitacional jerárquico global.

## 1.2. Generación de turbulencia en cores preestelares

Como se había mencionado, para que la turbulencia se mantenga en el nivel observado es necesario que cuente con una fuente de inyección de energía continua. El hecho de que las nubes moleculares y sus subestructuras tengan movimientos no-térmicos cercanos a la equipartición sugiere que el origen de estos movimientos puedan estar relacionados o alimentados por la gravedad (Vázquez-Semadeni et al., 2007; Ballesteros-Paredes et al., 2011).

En diversos trabajos analíticos y numéricos se ha discutido que la contracción gravitacional es una fuente de inyección de energía para la turbulencia (Vázquez-Semadeni et al., 1998; Field et al., 2008; Klessen & Hennebelle, 2010; Robertson & Goldreich, 2012; Murray & Chang, 2015; Li, 2018; Guerrero-Gamboa & Vázquez-Semadeni, 2020). A este proceso de alimentación de la turbulencia por medio de la contracción gravitacional se le ha llamado “Calentamiento Adiabático” como en el caso análogo en termodinámica del calentamiento por compresión (Robertson & Goldreich, 2012; Murray & Chang, 2015; Xu & Lazarian, 2020). Este nombre resulta ser un poco desafortunado ya que la turbulencia es un fenómeno altamente disipativo (y adiabático se refiere a que no hay pérdida de energía) y dicho análisis debe realizarse considerando las pérdidas por viscosidad.

### 1.2.1. Inyección de energía variable en el tiempo

La teoría de Kolmogorov (1941) para el espectro de la turbulencia, está basada en algunas suposiciones, como que la energía se inyecta principalmente a escalas grandes y se disipa preferentemente a escalas pequeñas, y que a escalas intermedias existe una transferencia de energía de las escalas grandes a las pequeñas. Además se supone que la tasa de inyección es constante, de modo que se establece un estado estacionario en donde las tasas de inyección, transferencia y disipación son iguales. De esta suposición surge la pendiente del famoso espectro de Kolmogorov (-5/3).

El colapso gravitacional, al ser un proceso que se acelera, puede generar una inyección de energía que incrementa de forma acelerada con el tiempo. En este caso se espera que la tasa de disipación busque ajustarse a la tasa de inyección. En efecto, Robertson & Goldreich (2012) confirmaron esta expectativa a través de un modelo analítico para la generación de turbulencia por el colapso, y simulaciones numéricas del proceso. Sin embargo, en su modelo, estos autores supusieron una tasa de colapso impuesta externamente, y no incluyeron la reacción de la presión turbulenta en el soporte. Esta limitación fue eliminada en modelos posteriores (p. ejm., Murray & Chang, 2015; Xu & Lazarian, 2020), aunque en estos modelos no se considera la naturaleza vectorial del campo de velocidad, sino que

se supone una total aleatoriedad de los movimientos turbulentos, que genera una presión similar a la térmica, y toda su energía se opone a la gravitacional. En el marco de esta hipótesis, esos autores encontraron que el colapso sí puede ser retrasado por la turbulencia generada para ciertas condiciones iniciales.

Para eliminar esta restrictiva hipótesis, [Guerrero-Gamboa & Vázquez-Semadeni \(2020, en adelante, GV20\)](#) realizaron simulaciones numéricas totalmente autoconsistentes del colapso gravitacional, en las que la turbulencia es realista, encontrando que no retrasa significativamente la tasa de colapso, a pesar de tener una energía comparable a la de los movimientos de caída.

## 2. Presentación del problema

El trabajo de GV20, sin embargo, también tuvo limitaciones importantes, sobre las que ahora es importante avanzar.

### 2.1. Transición del régimen pre- al protoestelar

En GV20 se realizaron simulaciones numéricas de colapso gravitacional en donde se analizó el período preestelar, que va desde el inicio del colapso hasta la formación de la singularidad, encontrando una tendencia hacia desarrollar un estado estacionario en el que el cociente de las tasas de inyección de energía por el colapso y la tasa de disipación es constante. Sin embargo, la simulación se tuvo que detener por la formación de una singularidad (la protoestrella) antes de que el cociente fuese completamente constante. Por ello, pretendemos extender el análisis a tiempos posteriores a la formación de la protoestrella (es decir, a la etapa protoestelar), para la que los modelos analíticos (p. ejm., [Murray & Chang, 2015](#); [Murray et al., 2017](#)) encuentran que se debe alcanzar el estado estacionario. De comprobarse esta predicción en las simulaciones numéricas, el valor del cociente de la energía cinética turbulenta a la de colapso será una predicción muy importante sobre la fracción turbulenta del ancho de línea no térmico de los núcleos densos. Además, como ya se comprobó en el caso preestelar, el colapso gravitacional tiene una tasa de inyección que varía con el tiempo por lo que podemos estudiar por medio de cálculos analíticos cómo se comporta el espectro de energía de la turbulencia cuando tiene una tasa de inyección que se acelera con el tiempo.

### 2.2. Generación de turbulencia por colapso gravitacional en el caso magnético

Otra limitación del estudio realizado en GV20 es que se consideró únicamente el caso hidrodinámico, despreciando el campo magnético. Sin embargo, incluir a este último podría modificar la tasa de transferencia de energía del colapso a la turbulencia. Por ejemplo, por una parte, las fluctuaciones turbulentas podrían propagarse más eficientemente a través de ondas MHD, aunque por otra parte, la generación de una estructura tipo “reloj de arena” en las líneas de campo por el colapso gravitacional podría reducir la energía en modos perpendiculares al campo, (es decir, a la dirección radial), impidiendo así la generación de

turbulencia. Así pues, es crucial determinar si el campo magnético promueve o inhibe la generación de turbulencia.

### 2.3. Realización de observaciones sintéticas y comparación con observaciones

Para ampliar el alcance de este trabajo, proponemos la aplicación de códigos de transporte radiativo a las simulaciones por desarrollar para tener una comparación directa con los datos observacionales de algunas de las regiones de formación estelar más representativas. La información que podemos comparar es el ancho de las líneas de emisión, la conocida “firma del colapso” dada por la asimetría en las líneas de emisión ópticamente gruesas y la fracción de turbulencia encontrada en el ancho de línea no-térmico total.

## 3. Metas específicas

- Realizar simulaciones numéricas incluyendo partículas sink y con condiciones a la frontera que permitan un flujo del exterior para estudiar la transición del colapso preestelar al colapso protoestelar y el establecimiento de un régimen aproximadamente estacionario que represente la acreción sobre el núcleo. En estas condiciones, medir las fracciones de energía cinética en la turbulencia y en el flujo de colapso.
- Investigar la generación de turbulencia durante el colapso gravitacional en presencia del campo magnético para ver cómo varía la transferencia de la energía gravitacional a cinética con la intensidad del campo.
- Realizar observaciones sintéticas de emisión de moléculas de trazadores similares a los de un core en regiones de formación estelar con diferentes parámetros de  $T$ ,  $n$  y  $M_{\text{tot}}$  para obtener los anchos y perfiles de línea y obtener la fracción de turbulencia que hay en el ancho de línea no-térmico.

## 4. Metodología

Se utilizarán diferentes herramientas para abordar el tema de la generación de turbulencia durante el colapso gravitacional para los casos de la transición a la fase protoestelar y magnetohidrodinámico, así como para las observaciones sintéticas.

### 4.1. Cálculos Analíticos

El propósito de realizar estudios analíticos o semi analíticos es obtener una aproximación al comportamiento general del problema que estamos interesados en estudiar. Para este propósito utilizaremos las componentes o parámetros del problema como las escalas de tamaño, de tiempo y velocidades características, sus energías, entre otras para poder obtener una predicción del comportamiento de nuestro objeto de estudio. En estudios previos ya se ha realizado este tipo de análisis ([Robertson & Goldreich, 2012](#); [Murray &](#)

Chang, 2015; Xu & Lazarian, 2020; Guerrero-Gamboa & Vázquez-Semadeni, 2020), que servirán como guía para la interpretación de las simulaciones numéricas.

Esperamos que los cálculos realizados en GV20 apliquen también para la simulación que realiza la transición al régimen protoestelar. Además, esperamos que tenga una mejor aproximación al caso del estado estacionario entre las tasas de inyección y disipación de la energía turbulenta ya que al incluir partículas sink y una acreción del exterior nos aseguramos de tener una tendencia hacia un flujo estacionario. Para la simulación que incluye campo magnético podemos hacer un análisis similar al de GV20 utilizando el teorema del virial con la componente adicional de la energía magnética y dando un estimado de los valores entre las diferentes energías tomando diferentes casos como el de equipartición o virialización entre las energías cinética turbulenta y gravitacional como el que obtuvimos anteriormente.

## 4.2. Experimentos Numéricos

Un primer paso para continuar con el uso de las simulaciones numéricas respecto al trabajo anterior (GV20) es el de incluir partículas sink (sumidero) que nos permitan ir más allá del tiempo en el cual se forma la singularidad y pasar del régimen preestelar al protoestelar, además de definir condiciones a la frontera que permitan un flujo cuasi estacionario de gas del exterior al interior de nuestra caja numérica para simular la acreción sobre un núcleo denso inmerso en una nube molecular. Estos nuevos resultados nos permitirán comprobar la existencia de la estacionariedad a la que notamos que tiende el cociente de las energías cinética turbulenta a gravitacional en la evolución temporal del colapso gravitacional del núcleo, que también reportan Murray et al. (2017) y poder hacer una comparación directa con sus resultados, así como determinar la fracción turbulenta de la energía cinética en el caso estacionario autoconsistente.

En el caso de las simulaciones numéricas, utilizaremos el código de malla adaptiva (como el código FLASH, Fryxell et al., 2000), que por ser muy versátil nos permitirá tener un seguimiento con suficiente resolución de un objeto que incrementa de densidad y disminuye de tamaño, como en el caso de un colapso gravitacional, por medio del criterio de refinamiento de Jeans, esto es, poder resolver una estructura de densidad que contenga una longitud de Jeans dentro de un cierto número de celdas.

Para las simulaciones con campo magnético, necesitamos restringir el valor de su intensidad a un cierto rango a partir de hacer ciertas suposiciones sobre los números de Mach sónico y alfvénico. Además necesitamos tener un estimado de la resolución necesaria para evitar difusión numérica excesiva en las partes centrales de los núcleos densos tanto en las simulaciones HD como MHD. Por ejemplo, en las simulaciones HD de GV20 se utilizaron 12 y 24 celdas por longitud de Jeans. Por otro lado, en simulaciones MHD puede ser necesario utilizar de 32 a 64 celdas por longitud de Jeans (Federrath et al., 2011; Turk et al., 2012).

Utilizaremos simulaciones isotérmicas de núcleos densos, ya que el comportamiento termodinámico de estas regiones es en efecto aproximadamente isotérmico. Además, una de las ventajas de esta aproximación es que las simulaciones son reescalables a diferentes combinaciones de valores de densidad y temperatura del gas y escala de tamaño de la región, siempre y cuando los parámetros adimensionales como el número de Jeans y los

números de Mach sónico y alfvénico permanezcan constantes.

### 4.3. Códigos de Transporte Radiativo

Se han realizado múltiples estudios en la detección y caracterización de núcleos densos con flujos de colapso gravitacional. Uno de los indicadores de colapso más importantes es, como su nombre lo indica, la conocida “firma del colapso” (Mardones et al., 1997). Esta característica se obtiene observando un núcleo denso candidato a estar en colapso con trazadores ópticamente gruesos y delgados para determinar asimetrías en sus perfiles de línea. Existen diferentes muestras que reúnen una gran cantidad de núcleos densos que presentan esta firma utilizando transiciones rotacionales de moléculas tales como  $\text{N}_2\text{H}^+$ , HCN,  $\text{HCO}^+$ , CS, entre otras (p. ejm. Lee et al., 2001). Algunas de estas muestras incluyen tanto núcleos preestelares como protoestelares y regiones de formación estelar de baja y alta masa, y pertenecen a proyectos más grandes como MALT90 y ATLASGAL (p. ejm. He et al., 2015; Jin et al., 2016).

La manera óptima de comparar simulaciones numéricas con observaciones es realizar observaciones sintéticas de las primeras, a fin de obtener mediciones de parámetros observacionales como perfiles y anchos de línea. Para este análisis uno de los códigos de transporte radiativo que podemos utilizar es RADMC3D (Dullemond et al., 2012), ya que con él podemos obtener perfiles de línea a partir de los campos de densidad y velocidad de las simulaciones, y con ellos obtener la “firma del colapso” utilizando líneas tanto ópticamente gruesas como delgadas. Al contar con simulaciones que tienen diferentes ingredientes como turbulencia, colapso gravitacional y campo magnético podemos determinar la importancia de cada uno de ellos en los cambios de la forma de las líneas obtenidas.

## 5. Índice Tentativo

1. El Medio Interestelar y las Nubes Moleculares
  - 1.1. La turbulencia en las nubes moleculares
2. La turbulencia
  - 2.1. El espectro de energía
  - 2.2. Modelos analíticos de generación de turbulencia
3. Generación de turbulencia por colapso gravitacional
4. Generación de turbulencia por colapso gravitacional en el régimen protoestelar
5. Generación de turbulencia por colapso gravitacional con campo magnético
6. Comparación con observaciones
7. Resultados
8. Conclusiones

## 6. Cronograma

Se presenta el cronograma de los tres proyectos: las simulaciones de la transición del régimen prestelar al protoestelar, las simulaciones incluyendo campo magnético, y la aplicación de códigos de transporte radiativo a dichas simulaciones. Estos proyectos, al ser continuaciones del trabajo previo tienen la ventaja de que no requieren iniciar desde cero. El cronograma propuesto para el doctorado es el siguiente:

### Semestre 1

- Planear y presentar el proyecto de doctorado.
- Añadir partículas sink a las simulaciones para obtener el régimen protoestelar.
- Planteamiento de las simulaciones con campo magnético.

### Semestre 2

- Afinar las simulaciones del régimen protoestelar y realizar simulaciones de producción.
- Obtener los parámetros relevantes y afinar las simulaciones con campo magnético.

### Semestre 3

- Analizar las simulaciones de la transición al régimen protoestelar y comenzar a escribir el artículo.
- Correr y analizar las simulaciones con campo magnético.
- Preparar y presentar la candidatura.

### Semestre 4

- Terminar de escribir y enviar el artículo de la transición al régimen protoestelar.
- Terminar de analizar las simulaciones con campo magnético.
- Estudiar el código de transferencia radiativa RADMC-3D.

### Semestre 5

- Escribir el artículo sobre simulaciones con campo magnético.
- Buscar núcleos densos en colapso gravitacional en catálogos observacionales.
- Plantear y aplicar el código de transporte radiativo a simulaciones con y sin campo magnético.

### Semestre 6

- Enviar el artículo sobre las simulaciones con campo magnético.

- Comparar las observaciones sintéticas con los datos observacionales.
- Comenzar a escribir el artículo sobre la aplicación de códigos de transporte radiativo a las simulaciones numéricas.

### Semestre 7

- Terminar de escribir y enviar el artículo sobre la aplicación de códigos de transporte radiativo a las simulaciones numéricas.
- Comenzar a escribir la tesis.

### Semestre 8

- Solicitar jurado.
- Trámites de titulación.
- Realizar la defensa.

## Bibliografía

- Avila-Reese, V. & Vázquez-Semadeni, E. 2001, *ApJ* , 553, 645. doi:10.1086/320944
- Ballesteros-Paredes, J., Hartmann, L. W., Vázquez-Semadeni, E., et al. 2011, *MNRAS* , 411, 65. doi:10.1111/j.1365-2966.2010.17657.x
- Crutcher, R. M. 2012, *ARA&A* , 50, 29. doi:10.1146/annurev-astro-081811-125514
- Dullemond, C. P., Juhasz, A., Pohl, A., et al. 2012, *Astrophysics Source Code Library*. ascl:1202.015
- Federrath, C., Sur, S., Schleicher, D. R. G., et al. 2011, *ApJ* , 731, 62. doi:10.1088/0004-637X/731/1/62
- Field, G. B., Blackman, E. G., & Keto, E. R. 2008, *MNRAS* , 385, 181. doi:10.1111/j.1365-2966.2007.12609.x
- Fryxell, B., Olson, K., Ricker, P., et al. 2000, *ApJS* , 131, 273. doi:10.1086/317361
- Guerrero-Gamboa, R. & Vázquez-Semadeni, E. 2020, *ApJ* , 903, 136. doi:10.3847/1538-4357/abba1f
- He, Y.-X., Zhou, J.-J., Esimbek, J., et al. 2015, *MNRAS* , 450, 1926. doi:10.1093/mnras/stv732
- Heyer, M., Krawczyk, C., Duval, J., et al. 2009, *ApJ* , 699, 1092. doi:10.1088/0004-637X/699/2/1092
- Jin, M., Lee, J.-E., Kim, K.-T., et al. 2016, *ApJS* , 225, 21. doi:10.3847/0067-0049/225/2/21

- Klessen, R. S. & Hennebelle, P. 2010, *A&A* , 520, A17. doi:10.1051/0004-6361/200913780
- Kolmogorov, A. 1941, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 30, 301
- Larson, R. B. 1981, *MNRAS* , 194, 809. doi:10.1093/mnras/194.4.809
- Lee, C. W., Myers, P. C., & Tafalla, M. 2001, *ApJS* , 136, 703. doi:10.1086/322534
- Li, G.-X. 2018, *MNRAS* , 477, 4951. doi:10.1093/mnras/sty657
- Mac Low, M.-M., Klessen, R. S., Burkert, A., et al. 1998, , 80, 2754. doi:10.1103/PhysRevLett.80.2754
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. S. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125. doi:10.1103/RevModPhys.76.125
- Mardones, D., Myers, P. C., Tafalla, M., et al. 1997, *ApJ* , 489, 719. doi:10.1086/304812
- McKee, C. F. & Ostriker, E. C. 2007, *ARA&A* , 45, 565. doi:10.1146/annurev.astro.45.051806.110602
- Murray, N. & Chang, P. 2015, *ApJ* , 804, 44. doi:10.1088/0004-637X/804/1/44
- Murray, D. W., Chang, P., Murray, N. W., et al. 2017, *MNRAS* , 465, 1316. doi:10.1093/mnras/stw2796
- Padoan, P. & Nordlund, Å. 1999, *ApJ* , 526, 279. doi:10.1086/307956
- Pineda, J. E., Goodman, A. A., Arce, H. G., et al. 2010, *ApJL* , 712, L116. doi:10.1088/2041-8205/712/1/L116
- Reissl, S., Wolf, S., & Brauer, R. 2016, *A&A* , 593, A87. doi:10.1051/0004-6361/201424930
- Robertson, B. & Goldreich, P. 2012, *ApJL* , 750, L31. doi:10.1088/2041-8205/750/2/L31
- Shu, F. H., Adams, F. C., & Lizano, S. 1987, *ARA&A* , 25, 23. doi:10.1146/annurev.aa.25.090187.000323
- Stone, J. M., Ostriker, E. C., & Gammie, C. F. 1998, *ApJL* , 508, L99. doi:10.1086/311718
- Turk, M. J., Oishi, J. S., Abel, T., et al. 2012, *ApJ* , 745, 154. doi:10.1088/0004-637X/745/2/154
- Vázquez-Semadeni, E., Ballesteros-Paredes, J., & Klessen, R. S. 2003, *ApJL* , 585, L131. doi:10.1086/374325
- Vázquez-Semadeni, E., Cantó, J., & Lizano, S. 1998, *ApJ* , 492, 596. doi:10.1086/305064
- Vázquez-Semadeni, E., Gómez, G. C., Jappsen, A. K., et al. 2007, *ApJ* , 657, 870. doi:10.1086/510771

Vazquez-Semadeni, E., Ostriker, E. C., Passot, T., et al. 2000, *Protostars and Planets IV*, 3

Vázquez-Semadeni, E., Palau, A., Ballesteros-Paredes, J., et al. 2019, *MNRAS* , 490, 3061. doi:10.1093/mnras/stz2736

Vazquez-Semadeni, E., Passot, T., & Pouquet, A. 1995, *ApJ* , 441, 702. doi:10.1086/175393

Wilson, R. W., Jefferts, K. B., & Penzias, A. A. 1970, *ApJL* , 161, L43. doi:10.1086/180567

Xu, S. & Lazarian, A. 2020, *ApJ* , 890, 157. doi:10.3847/1538-4357/ab6e63