



Universidad Nacional de La Plata  
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de  
Doctor en Astronomía

**ESTRELLAS HIBRIDAS AISLADAS:  
CRITERIOS DE ESTABILIDAD EN MODELOS DE  
PROTO-ESTRELLAS DE NEUTRONES Y MAGNETARES**

Mauro Mariani

Directora: Milva G. Orsaria  
Co-Director: Ignacio F. Ranea Sandoval

LA PLATA, ARGENTINA  
- MARZO DE 2020 -



# Resumen

Las estrellas de neutrones (ENs) son uno de los objetos astrofísicos más extremos, tanto desde un punto relativista como cuántico, dado que alcanzan densidades que no se pueden encontrar en otros lugares del universo. Esta propiedad las convierte en laboratorios naturales, en donde se pueden poner a prueba diversos modelos y teorías. Por un lado, el estado de la materia densa, y su consiguiente ecuación de estado (EdE), es uno de los mayores interrogantes que plantean y que se pueden estudiar en estos objetos. Además, desde hace una década, a partir de las detecciones de los púlsares J1614-2230 y J0348+0432 -las cuales impusieron una fuerte restricción para la masa máxima de las ENs,  $M_{\text{max}} \gtrsim 2 M_{\odot}$ - y con el inicio de la astronomía multimensajera de ondas gravitacionales, a partir de la detección del evento GW170817 y su contraparte electromagnética, ha comenzado una etapa de investigación de precisión para las ENs. En esta línea se inscribe la detección del pulsar PSR J0740+6620, la cual ocurrió durante la redacción de esta tesis. Esta última observación impone la cota en la masa máxima más fuerte de la actualidad,  $M_{\text{max}} \gtrsim 2.05 M_{\odot}$ .

En este contexto se plantea esta Tesis de Doctorado, cuyo objetivo general es aportar una mejor comprensión de la estructura, estabilidad y composición interna de las ENs aisladas. En particular, se busca estudiar estos objetos, con una perspectiva teórica, considerando la hipótesis de que en sus núcleos ocurra una transición de fase de materia hadrónica a materia de quarks, dando lugar a estrellas híbridas (EHs). Dicha hipótesis se ve justificada por el hecho de que estos objetos compactos alcanzan, en sus núcleos, densidades que superan varias veces la densidad de los núcleos atómicos.

Para ello, realizamos, en primer lugar, un desarrollo microscópico, utilizando modelos efectivos de la física nuclear y subnuclear para construir la EdE híbrida, la cual incluye las contribuciones de las fases de hadrones y de quarks. Además, consideramos que la transición de fase hadrón-quark resulta una transición abrupta, con una interfase discontinua. En el caso de la materia de quarks, utilizamos un modelo efectivo de la Cromodinámica Cuántica, denominado Método de Campo Correlacionador. Para la materia hadrónica, utilizamos diferentes versiones de la aproximación de Campo Medio Relativista.

Una vez construida la EdE, mediante las ecuaciones de equilibrio hidrostático relativistas de Tolman-Oppenheimer-Volkoff, obtenemos las soluciones que nos permiten estudiar la estructura macroscópica de las EHs. Además, estudiamos la estabilidad dinámica para las configuraciones obtenidas, considerando diversos criterios de estabilidad, para analizar qué tipo de soluciones estáticas pueden tener implicancias astrofísicas. En particular, analizamos la estabilidad dependiendo del tipo de transición de fase en el interior de estos objetos, rápida o lenta.

En el marco de la hipótesis de la transición hadrón-quark y trabajando según la metodología enunciada, estudiamos dos escenarios diferentes de interés astrofísico. Primero, abordamos la etapa de proto-EN, en la cual se modela la EN durante los primeros minutos inmediatamente posteriores a su formación, luego de la explosión de supernova de la estrella progenitora. En esta etapa, se deben considerar los efectos de las altas temperaturas, las cuales pueden llegar

hasta  $10^{12}$  Kelvin, y la presencia de neutrinos atrapados en su interior. En el segundo escenario, incluyendo la presencia del campo magnético, se estudia el problema de las magnetares, ENs con campos magnéticos superficiales de hasta  $10^{15}$  Gauss. En este escenario, además de la contribución puramente magnética, se debe considerar la cuantización de Landau para las partículas con carga eléctrica no nula. Ambos escenarios, además, deberían presentar una evolución temporal, debido al proceso de enfriamiento y desleptonización de la proto-estrella o al decaimiento del campo magnético en la magnetar. Por lo tanto, estudiamos posibles transiciones evolutivas entre configuraciones estables, a través del análisis de la relación masa gravitacional-masa bariónica para las diferentes familias de estrellas calculadas.

Los resultados obtenidos muestran que los modelos estudiados satisfacen las restricciones observacionales actuales. Por otro lado, obtenemos que es posible que ocurra una transición de fase hadrón-quark en el núcleo de las ENs, dando lugar a EHs. Esta transición, en el marco de los modelos considerados, podría ocurrir tanto en el momento de formación del objeto compacto, como en estadios posteriores de su evolución, como consecuencia de su enfriamiento o del decaimiento de su campo magnético. En este sentido, el estudio de las secuencias evolutivas de estos objetos, a través de transiciones entre configuraciones estables, permite analizar en qué momento ocurriría la transición de fase y qué tipo de objetos pueden ser el resultado final de estos procesos. Además, el estudio sobre la estabilidad de estos objetos muestra que, dependiendo del criterio de estabilidad considerado, la existencia de configuraciones híbridas se modifica significativamente. Si se consideran transiciones de fase rápidas, la posibilidad de existencia de EHs resulta marginal, mientras que si se consideran transiciones de fase lentas surge una familia extendida y numerosa de objetos estables híbridos.

Dado que el debate en torno a la EdE de la materia densa es actualmente un tema vigente y dinámico, estos resultados resultan provisionales y quedan sujetos a futuros experimentos y observaciones. En este sentido, en el contexto de la nueva era de la astronomía multimensajera de ondas gravitacionales y de la futura astrosismología de ENs, esperamos que los resultados y predicciones obtenidas en esta tesis se enmarquen dentro de esta nueva perspectiva y contribuyan a profundizar el conocimiento sobre la composición interna y el comportamiento de las ENs.

# Abstract

The neutron stars (NSs) are one of the most extreme astrophysical objects, both from a relativistic as from a quantum point of view, since they reach density values that can not be found elsewhere in the universe. This feature makes them natural laboratories, where various theories and models can be tested. On one hand, the state of the dense matter, and its subsequent equation of state (EoS), is one of the biggest questions raised and that can be studied in these objects. In addition, for a decade, from the detections of the J1614-2230 and J0348-0432 pulsars -which imposed a strong constraint on the maximum mass of the NSs,  $M_{\max} \gtrsim 2 M_{\odot}$ - and with the beginning of the gravitational wave multi-messenger astronomy era, with the detection of the GW170817 event and its electromagnetic counterpart, a precision research stage for NSs has began. In this sense, during the writing of this thesis, it has been detected the pulsar PSR J0740+6620. This last observation imposes the current strongest constraint on the NS maximum mass,  $M_{\max} \gtrsim 2.05 M_{\odot}$ .

In this context, this PhD Thesis is proposed, whose general objective is to contribute to provide a better understanding of the structure, stability and internal composition of isolated NSs. In particular, we seek to study these objects, with a theoretical perspective, considering the hypothesis that a phase transition from hadronic to quark matter occurs in their core, giving rise to hybrid stars (HSs). This hypothesis is justified by the fact that these compact objects reach densities in their inner cores that exceed several times the nuclear density.

In order to accomplish this, we firstly perform a microscopic study, using effective models of nuclear and subnuclear matter physics to build the hybrid EoS, which includes the contributions of the hadron and quarks phases. In addition, we consider that the hadron-quark phase transition is sharp, with a discontinuous interface. In the case of quarks, we use a Quantum Chromodynamics effective model, called Field Correlator Method. For hadronic matter, we use different versions of the Relativist Mean Field model.

Once the EoS is constructed, we use Tolman-Oppenheimer-Volkoff hydrostatic equilibrium relativistic equations to obtain the configurations that allow us to study the macroscopic structure of the HS. In addition, for the obtained configurations, we study their dynamical stability, considering various stability criteria, to analyse what kind of static solutions may have astrophysical implications. In particular, we analyse the stability considering if the phase transition inside these objects is rapid or slow.

Within the hypothesis of the hadron-quark transition and working according to the stated methodology, we study two different scenarios of astrophysical interest. First, we approach the proto-NS stage, in which the NS is modelled during the first minutes immediately after its formation, after the supernova explosion of the progenitor star. At this stage, the effects of high temperatures, which can reach up to  $10^{12}$  Kelvin, and the presence of trapped neutrinos should be considered. In the second scenario,, including the presence of the magnetic field, the problem of magnetars, NSs with surface magnetic fields up to  $10^{15}$  Gauss, is studied. In this scenario, in addition to the pure magnetic contribution, the Landau quantization should be considered for non-zero electrically charged particles. Besides, both scenarios should

present a time evolution, due to cooling and deleptonization processes of the proto-star or the magnetic field decay of the magnetar. Therefore, we study possible evolutionary transitions between stable configurations, through the analysis of the gravitational mass-baryonic mass relationship for the different families of stars calculated.

The obtained results show that the studied models satisfy the current observational constraints. On the other hand, we obtain that it is possible that a hadron-quark phase transition occurs in the core of the NSs, giving rise to HSs. This phase transition, within the framework of the models considered, could occur both at the time of formation of the compact object or at later stages of its evolution, as a result of its cooling or the decay of its magnetic field. In this sense, the study of the evolutionary sequences of these objects, through transitions between stable configurations, allow us to analyse the moment when the phase transition would occur and the type of objects may be the final result of these processes. In addition, the study on the stability of these objects shows that, depending on the stability criteria considered, the existence of hybrid configurations is significantly modified. If rapid phase transitions are considered, the possibility of the existence of HSs is marginal, while if slow phase transitions are considered, an extended family of hybrid stable objects arises.

In the context of the new astronomy of gravitational waves and the future NS asteroseismology, we hope that the results and predictions obtained in this thesis will be framed under this new perspective and contribute to continue learning about these objects.

Given that the debate around the EoS of dense matter is currently an active and dynamic issue, these results are provisional and are subject to future experiments and observations. In this sense, in the context of the new gravitational wave multi-messenger astronomy era and the future NS asteroseismology, we hope that the results and predictions obtained in this thesis will be framed within this new perspective and will contribute to deep the knowledge about the internal composition and behaviour of the NSs.

# Índice general

<b>Resumen</b>	<b>iii</b>
<b>Abstract</b>	<b>v</b>
<b>1. Introducción</b>	<b>1</b>
1.1. Perspectiva histórica . . . . .	1
1.2. Tópicos de estrellas de neutrones en la actualidad . . . . .	4
1.2.1. Fenomenología observacional . . . . .	7
1.2.2. Caracterización de estructura y composición . . . . .	11
1.2.3. Materia Densa . . . . .	12
1.2.4. Hitos y restricciones contemporáneas . . . . .	15
1.3. Objetivos y metodología de la Tesis de Doctorado . . . . .	16
<b>2. Elementos de astrofísica de objetos compactos y herramientas teóricas</b>	<b>19</b>
2.1. Microfísica . . . . .	19
2.1.1. Elementos de termodinámica y mecánica estadística . . . . .	20
2.1.2. Modelos para la materia densa . . . . .	23
2.1.2.1. Materia a densidades subnucleares . . . . .	25
2.1.2.2. Materia hadrónica . . . . .	25
2.1.2.3. Materia de quarks . . . . .	27
2.1.2.4. Materia leptónica . . . . .	30
2.1.3. Sistemas magnetizados . . . . .	30
2.2. Macrofísica . . . . .	31
2.2.1. Ecuaciones TOV . . . . .	32
2.2.2. Criterios de estabilidad . . . . .	33
2.2.3. Masa bariónica . . . . .	37
2.2.4. Deformabilidad de marea . . . . .	37
2.3. Código NESTOR . . . . .	38
<b>3. Estrellas híbridas isoentrópicas</b>	<b>41</b>
3.1. Introducción . . . . .	41
3.2. Instantáneas de la evolución térmica de las proto-estrellas híbridas . . . . .	43
3.3. Modelos para la ecuación de estado híbrida a entropía constante . . . . .	44
3.3.1. Fase de materia de quarks . . . . .	44
3.3.1.1. Estabilidad de la materia de quarks . . . . .	46
3.3.2. Fases de materia de hadrones y materia subnuclear . . . . .	47
3.3.3. Materia de leptones . . . . .	48
3.3.4. Ecuación de estado híbrida y transición de fase . . . . .	48
3.4. Estructura estelar y estabilidad dinámica para las proto-estrellas híbridas . . . . .	50

<b>4. Estrellas híbridas magnéticas</b>	<b>59</b>
4.1. Introducción . . . . .	59
4.2. Modelos para la ecuación de estado híbrida magnetizada . . . . .	61
4.2.1. Consideraciones sobre el campo magnético . . . . .	61
4.2.1.1. <i>Ansatz</i> para la intensidad del campo magnético . . . . .	61
4.2.1.2. Anisotropías debido a la presencia del campo magnético . . . . .	62
4.2.2. Fases de la ecuación de estado híbrida magnetizada . . . . .	63
4.2.2.1. Materia subnuclear . . . . .	63
4.2.2.2. Materia de hadrones . . . . .	63
4.2.2.3. Materia de quarks . . . . .	66
4.2.3. Materia leptónica . . . . .	67
4.2.4. Ecuación de estado híbrida y transición de fase . . . . .	68
4.3. Estructura estelar y estabilidad dinámica para las estrellas híbridas magnetizadas	71
<b>5. Resumen, discusión y conclusiones</b>	<b>79</b>
5.1. Conclusiones sobre proto-EHs . . . . .	80
5.2. Conclusiones sobre EHs magnetizadas . . . . .	83
5.3. Consideraciones finales . . . . .	86
<b>A. Desarrollos en serie para el FCM a temperatura finita</b>	<b>89</b>
<b>B. Unidades</b>	<b>91</b>
B.1. Unidades electromagnéticas . . . . .	91
B.2. Unidades del campo magnético . . . . .	91
<b>Bibliografía</b>	<b>93</b>

# Índice de figuras

1.1. Caricatura de Fritz Zwicky y las Supernovas. . . . .	3
1.2. Detección del primer Púlsar y Jocelyn Bell. . . . .	4
1.3. Diagrama cualitativo sobre los distintos caminos posibles en la evolución estelar. . . . .	5
1.4. Tamaño característico y densidad media para diversos objetos astronómicos. . . . .	6
1.5. Representación artística de una estrella de neutrones a escala. . . . .	7
1.6. Imagen de la EN aislada RX J1856.5-3754 tomada por el telescopio espacial Hubble. . . . .	9
1.7. Diagrama $P - \dot{P}$ para púlsares. . . . .	10
1.8. Diagrama $P - B$ para púlsares. . . . .	11
1.9. Representación esquemática de una estrella híbrida. . . . .	12
1.10. Diagramas de Feynman de la QCD. . . . .	13
1.11. Representación esquemática del diagrama de fases de la QCD. . . . .	14
1.12. Representaciones artísticas de los procesos de detección de los púlsares J1614-2230 y J0348+0432. . . . .	16
1.13. Detecciones de ondas gravitatorias de LIGO-Virgo hasta la actualidad. . . . .	17
2.1. Octeto bariónico. . . . .	28
2.2. Decuplete bariónico. . . . .	28
2.3. Energía libre de Gibbs en la transición hadrón-quark. . . . .	35
2.4. Diagrama de flujo del código NESTOR. . . . .	40
3.1. Diagrama esquemático de la formación y evolución de una EN. . . . .	42
3.2. Diagrama de fases simplificado en el plano $T - \mu$ . . . . .	46
3.3. Ventana de estabilidad de la materia de quarks extraña en el plano $G_2 - V_1$ . . . . .	47
3.4. Densidades numéricas leptónicas, $n_l$ , como función de la densidad bariónica. . . . .	49
3.5. EdEs híbridas isoentrópicas. . . . .	50
3.6. Temperatura en función de la densidad bariónica para materia híbrida isoentrópica. . . . .	51
3.7. Masa máxima para cada familia de estrella como función de $V_1$ y $G_2$ para $s = 0$ . . . . .	52
3.8. Curva de nivel $M_{\max} = 2M_{\odot}$ como función de $V_1$ y $G_2$ para $s = 0$ . . . . .	53
3.9. Relación $M - R$ para proto-EHs. . . . .	55
3.10. Relación $M_G - M_B$ para proto-EHs. . . . .	56
3.11. Relación $M_G - M_B$ para proto-EHs, agrandado en la región de las configuraciones de masa máxima. . . . .	57
4.1. Presión de magnetización para las fases de hadrones y de quarks. . . . .	68
4.2. Abundancia de partículas para la materia híbrida magnetizada. . . . .	69
4.3. Componentes de la presión para la materia híbrida magnetizada. . . . .	70
4.4. Ecuaciones de estado híbridas magnetizadas. . . . .	71

## ÍNDICE DE FIGURAS

---

4.5. Abundancia de partículas, $Y_i$ , como función de la densidad numérica bariónica, $n_B$ , para materia híbrida magnetizada. . . . .	72
4.6. Masa máxima para cada familia de EHs como función de $V_1$ y $G_2$ . . . . .	73
4.7. Relación $M - R$ para EHs magnetizadas. . . . .	74
4.8. Relación $M - \epsilon_c$ para EHs magnetizadas. . . . .	75
4.9. Relación $M_G - M_B$ para EHs magnetizadas. . . . .	76
4.10. Relación deformabilidad de marea adimensional-masa gravitacional para EHs magnetizadas. . . . .	77

# Índice de tablas

2.1. Capas internas de las EHs y sus propiedades. . . . .	24
2.2. Masa, spin, carga eléctrica, componente 3 de isospin y quarks constituyentes para el octeto bariónico y las resonancias- $\Delta$ . . . . .	27
2.3. Masa, spin y carga eléctrica para los quarks $u$ , $d$ y $s$ , los tres quarks más livianos del Modelo Estándar. . . . .	28
2.4. Masa, spin y carga eléctrica de los leptones masivos electrón, $e^-$ , y muon, $\mu$ . . . . .	30
3.1. Conjuntos de parámetros del FCM seleccionados para calcular los modelos estelares en el escenario de proto-EHs. . . . .	45
4.1. Parámetros de la parametrización GM1L. . . . .	64
4.2. Propiedades de la materia nuclear a la densidad de saturación nuclear, $n_0$ , calculadas para la parametrización GM1L. . . . .	65
4.3. Conjuntos de parámetros del FCM seleccionados para calcular los modelos estelares en el escenario de EHs magnetizadas. . . . .	67



## Acrónimos y siglas

Lista de acrónimos y siglas utilizados en esta tesis (notar que varias siglas corresponden a las utilizadas en el idioma inglés):

- AXP: Púlsares anómalos de rayos-X
- CM: Campo Magnético
- EdE: Ecuación de Estado
- EH: Estrella híbrida
- EHC: Estrella híbrida caliente
- EHF: Estrella híbrida fría
- EN: Estrella de neutrones
- FCM: Método de Campo Correlacionador
- GP: Gran potencial
- GRB: *gamma-ray burst*
- HMXB: Binarias de rayos-X de gran masa
- LMXB: Binarias de rayos-X de masa pequeña
- LQCD: *lattice* QCD
- NESTOR: *Neutron Star Object Research*
- QCD: Cromodinámica Cuántica
- RMF: Campo Medio Relativista
- RPP: Púlsares motorizados por rotación
- SGR: Repetidores de rayos- $\gamma$  suaves
- TOV: Tolmann-Oppenheimer-Volkoff



# Capítulo 1

## Introducción

Las *estrellas de neutrones* (ENs) se han constituido, en pocas décadas, en objeto de estudio de particular interés desde diversas perspectivas. Sus características extremas, tanto desde un punto de vista relativista como cuántico, las han convertido en objetos ideales para poner a prueba teorías y modelos en la frontera del conocimiento. Por un lado, pueden funcionar como laboratorios astrofísicos únicos para aprender acerca del comportamiento de la materia densa y sus constituyentes básicos, las partículas fundamentales. Por otro, en el marco de la nueva astronomía de ondas gravitacionales, la astrosismología de ENs se presenta como un campo cercano y prometedor para redescubrir estos objetos con nuevos ojos. Además, desde un punto de vista observacional, la compleja estructura que poseen y el entorno en el cual se forman y evolucionan, produce una intrincada y profusa fenomenología asociada. Por lo tanto, bajo el mismo paraguas de las ENs se aglutinan una enorme variedad de perspectivas, modelos, discrepancias y desafíos que, junto con las observaciones, invitan a pensar y a intentar comprender los procesos que ocurren en uno de los regímenes más extremos e intrigantes del universo.

Este trabajo de Tesis de Doctorado pretende abordar algunas de dichas cuestiones. En particular, desde una perspectiva teórica, se estudiará la estructura, estabilidad y composición de las ENs. Con este objetivo, esta tesis está organizada de la siguiente manera. En las siguientes secciones de este capítulo, se realiza una presentación histórica del estudio de las ENs y una introducción cualitativa al estado del conocimiento y desafíos actuales sobre el tema. En este contexto, se enumeran en detalle los objetivos y metodologías planteados para esta tesis. En el capítulo 2, se introducen algunos conceptos de termodinámica y mecánica estadística, así como también se presenta el marco teórico y los modelos utilizados. En el capítulo 3, se presenta el estudio realizado durante la primer parte del doctorado, enfocado en las proto-ENs, y los respectivos resultados obtenidos. En el capítulo 4, se presenta el trabajo realizado en la segunda parte de doctorado, enfocado en las ENs magnetizadas, y los respectivos resultados obtenidos. En el capítulo 5, se realiza un resumen del trabajo desarrollado en esta tesis, se discute el significado y las implicancias astrofísicas de los resultados obtenidos y se presentan las conclusiones. Finalmente, en el apéndice A, se presentan algunos desarrollos matemáticos útiles que se utilizan a lo largo de la tesis y, en el apéndice B, se tratan y discuten cuestiones relacionadas con sistemas de unidades electromagnéticas.

### 1.1. Perspectiva histórica

A diferencia de otras muchas ramas de la astronomía, que tienen raíces milenarias y alejadas de la academia, la historia del estudio de las ENs comienza dentro de un laboratorio y en la primera mitad del siglo XX. Más específicamente, a principios de la década de 1930

## 1. Introducción

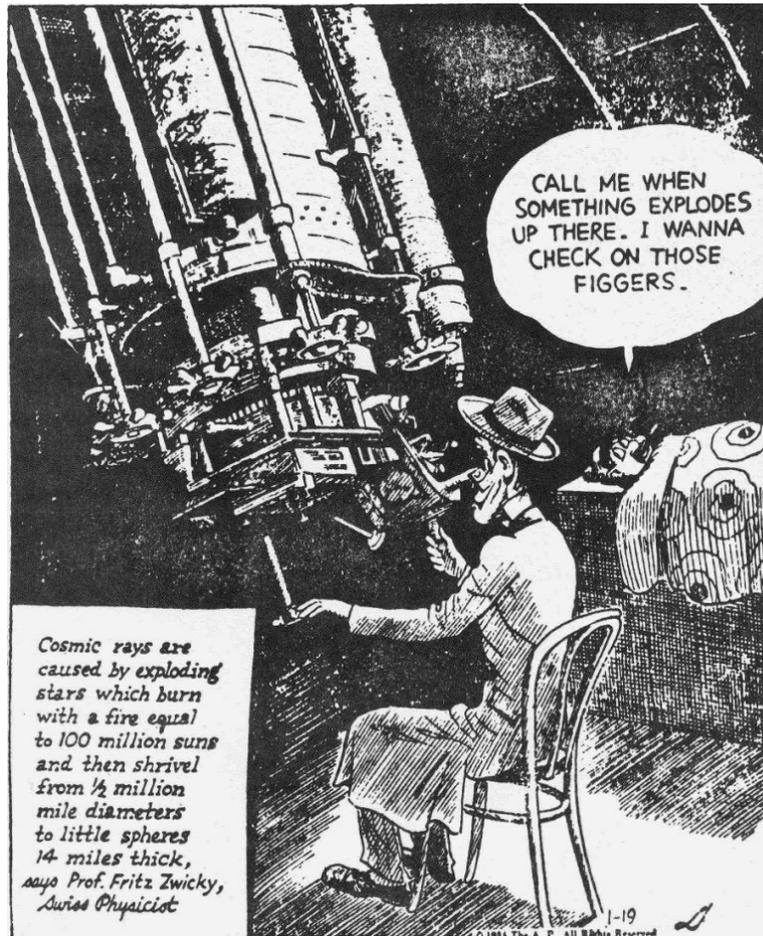
---

ocurren tres hitos que marcan el inicio del estudio de estos objetos. El primero de ellos, en 1931, es el trabajo *On the theory of stars* del físico y matemático soviético Lev Landau (Haar, 2013), en el cual se afirma que podrían existir objetos más compactos y densos que las enanas blancas. Aún sin contar con mayores justificaciones físicas, resulta premonitorio que en este trabajo se afirme que, en el interior de este tipo de objetos, los núcleos atómicos estarían lo suficientemente juntos para permanecer en contacto y que el interior de estas estrellas conformaría un gigantesco núcleo atómico (ver el trabajo de Yakovlev et al. (2013) para más detalles). Un año después, en 1932, el descubrimiento del neutrón por el físico inglés James Chadwick (Chadwick, 1932), evento ya no especulativo como sí lo era la publicación de Landau, abriría las puertas para formular teorías más precisas acerca del estado fundamental de la materia y sus constituyentes. Finalmente, el astrónomo alemán Walter Baade junto con el astrónomo y físico suizo Fritz Zwicky, a partir de su trabajo publicado en 1934 (Baade y Zwicky, 1934), serían los que, por primera vez, utilicen el nombre de *estrellas de neutrones* y realicen la primera predicción teórica acerca de la existencia de esta clase de objetos. En este trabajo, se afirma que las ENs serían el resultado de las explosiones de supernova, en las que las estrellas convencionales pasarían a un estado final consistente en un objeto con un radio muy pequeño, conformado por neutrones densamente agrupados (ver figura 1.1). A pesar de que las teorías y modelos actuales describen a la materia de una manera muy distinta a la que se concebía en aquel momento, estas afirmaciones resultaron predicciones acertadas (Haensel et al., 2006).

Luego de estos trabajos, el siguiente aporte teórico fundamental al estudio de las ENs fue el realizado en simultáneo por el físico matemático estadounidense Richard Tolman (Tolman, 1939) y por el físico estadounidense Robert Oppenheimer junto con el físico ruso-canadiense George Volkoff (Oppenheimer y Volkoff, 1939). En ambos trabajos se calculan las ecuaciones de equilibrio hidrostático para una estrella con simetría esférica en el marco de la Relatividad General. Estas ecuaciones, conocidas como TOV por las iniciales de los apellidos de dichos autores, son las ecuaciones básicas necesarias para construir modelos de ENs. También durante esta década, a pesar de que aún no se incluían en los modelos muchas de las propiedades de la interacción fuerte de la materia nuclear y de las partículas elementales que hoy se conocen, diferentes ecuaciones de estado fueron desarrolladas (ver, por ejemplo, Haensel et al. (2006) y referencias en el mismo).

Luego, hasta la década de 1960, las ENs no tuvieron demasiado protagonismo en la comunidad astronómica debido a las dificultades para observar objetos tan poco brillantes (Shapiro y Teukolsky, 2008), y eran caracterizadas más como objetos teóricos hipotéticos que como objetos reales (Haensel et al., 2006).

El panorama respecto a las ENs cambió con las primeras detecciones de fuentes astronómicas de rayos-X a principios de la década de 1960 y, a pesar de varias propuestas y candidatos a objetos compactos, no hubo ninguna confirmación respecto a las ENs a través de la observación en rayos-X. A pesar de los esfuerzos para detectarlas en dicha región del espectro electromagnético, la primer EN se detectó en 1967, irónica e inesperadamente, a partir de una observación en ondas de radio (Hewish et al., 1968). La astrofísica norirlandesa Jocelyn Bell, estudiante de doctorado en aquel momento, detectó accidentalmente una fuente de radio débil y variable con una antena que el radioastrónomo británico Anthony Hewish, director de Bell en aquel momento, había diseñado originalmente para estudiar el titileo en ondas de radio de fuentes astronómicas por causa del viento solar. La periodicidad de la señal llamó la atención de Bell y los siguientes meses continuaron estudiando la señal (ver figura 1.2). El pulso resultó ser extremadamente constante, con una precisión, para esa época, digna de un reloj atómico, con un período de 1.337 segundos (Glendenning, 2000). Esta regularidad generó inicialmente la sospecha de que pudiera ser una señal de origen artificial, emitida por

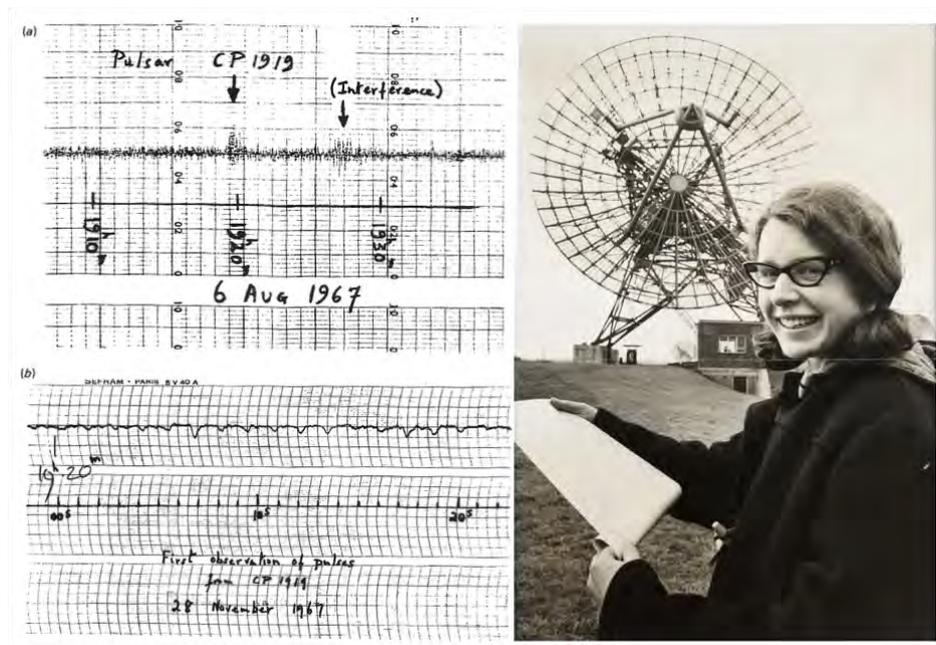


**Figura 1.1.** Caricatura publicada el 19 de enero de 1934 en Los Angeles Times, donde se presenta la predicción teórica de las ENs. El globo de diálogo, en español, dice: “Avisame cuando algo explote allá arriba. Quiero revisar esas figuras.” En el recuadro inferior se cita a Zwicky, en español: “Los rayos cósmicos son causados por estrellas que explotan con la fuerza de 100 millones de soles y luego se encogen, de 1/2 millón de millas de diámetro a pequeñas esferas de 14 millas de ancho, dice el Profesor Fritz Zwicky, físico suizo.” Figura tomada de [Haensel et al. \(2006\)](#), publicada originalmente en Los Angeles Times; The Associated Press Copyright, 1934; todos los derechos reservados.

algún satélite artificial o, incluso, por tecnología desarrollada por alguna forma de vida extraterrestre. Tal es así que, originalmente, nombraron a la fuente como *LGM*, por las siglas en inglés de *pequeño hombre verde*. Finalmente, se comprendió que la fuente pulsante, el *púlsar*, era bien lejana al Sistema Solar y se propuso que fuera el resultado de la oscilación de una EN o de una enana blanca.

Para finales de 1968, más de 100 púlsares habían sido detectados y, si bien se descartó la hipótesis de un objeto compacto oscilando, prevaleció la idea de que los púlsares estaban asociados a estos objetos, siendo ENs rotantes y magnetizadas ([Gold, 1968](#)): los polos del campo magnético, inclinados respecto al eje de rotación, rotan junto con la estrella y la radiación, colimada en la dirección de estos polos, produce el efecto de faro pulsante cuando el haz de radio-ondas apunta, intermitentemente, en la dirección de la Tierra.

A partir de la década de 1970, comienza la época, podríamos llamar, moderna, en lo que respecta a la historia del estudio de las ENs: hasta ese momento, el estudio se había



**Figura 1.2.** Jocelyn Bell al momento que detectó accidentalmente la primer señal de un púlsar, con la radio-antena de fondo, en el observatorio de Cambridge (izquierda). En la observación original de 1967 se pueden notar los pulsos periódicos (derecha). Imagen tomada de [NANOGrav \(2018\)](#).

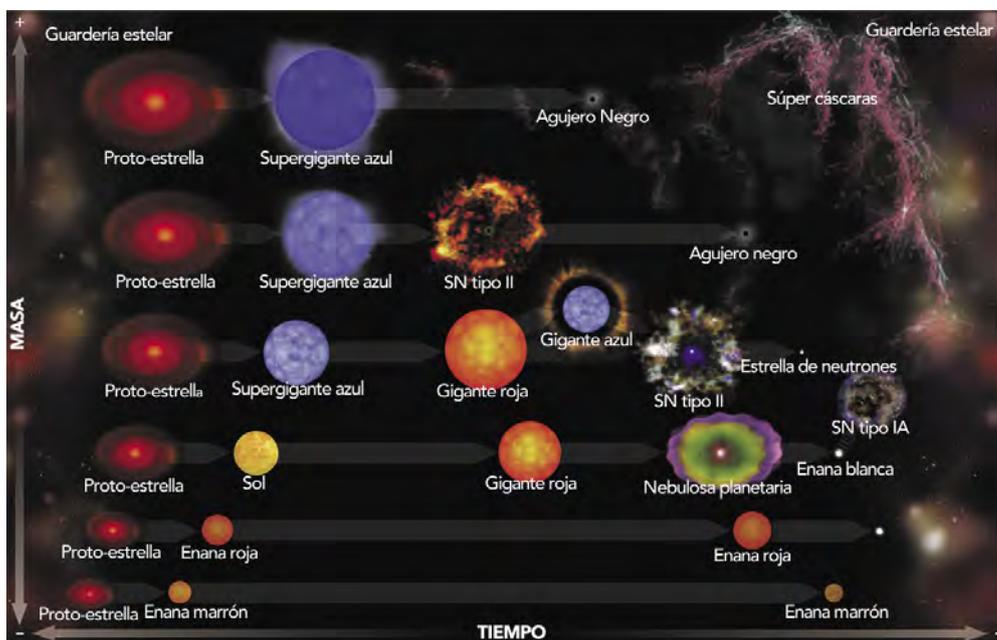
limitado a especulaciones teóricas, pero por primera vez se podía empezar a comparar con observaciones y verificar los resultados de los modelos teóricos. En consecuencia, a partir de aquí se fueron construyendo progresivamente las concepciones y los modelos de ENs que llegan hasta nuestros días. Por lo tanto, en este punto, por una cuestión de limitación de espacio y para empezar a enfocarse propiamente en los objetivos de esta tesis, resulta conveniente cerrar esta repaso histórico y abocarnos directamente a las ideas y debates actuales acerca de las ENs.

Antes de esto, sin embargo, vale la pena detenerse en un punto que surge de este repaso y que aportará claridad a lo que sigue. Como se ha explicado, el nombre *estrella de neutrones* surge como resultado de una especulación teórica a principios de siglo pasado y se ha mantenido vigente hasta nuestros días. Sin embargo, es necesario argumentar que esta denominación no responde más que a motivaciones históricas pues, como se verá en este trabajo de tesis, la composición en los núcleos de este tipo de objetos está, aún hoy, en debate. Por lo tanto, por una cuestión de convencionalismos y simpleza, en esta tesis se utilizará este término para referirse a esta familia de objetos, pero eso no implicará valoración alguna en cuanto a la composición de los objetos en cuestión. En los casos en los que se busque describir o discutir acerca del tipo de materia que compone a estos objetos compactos, se hará explícita mención a ello.

### 1.2. Tópicos de estrellas de neutrones en la actualidad

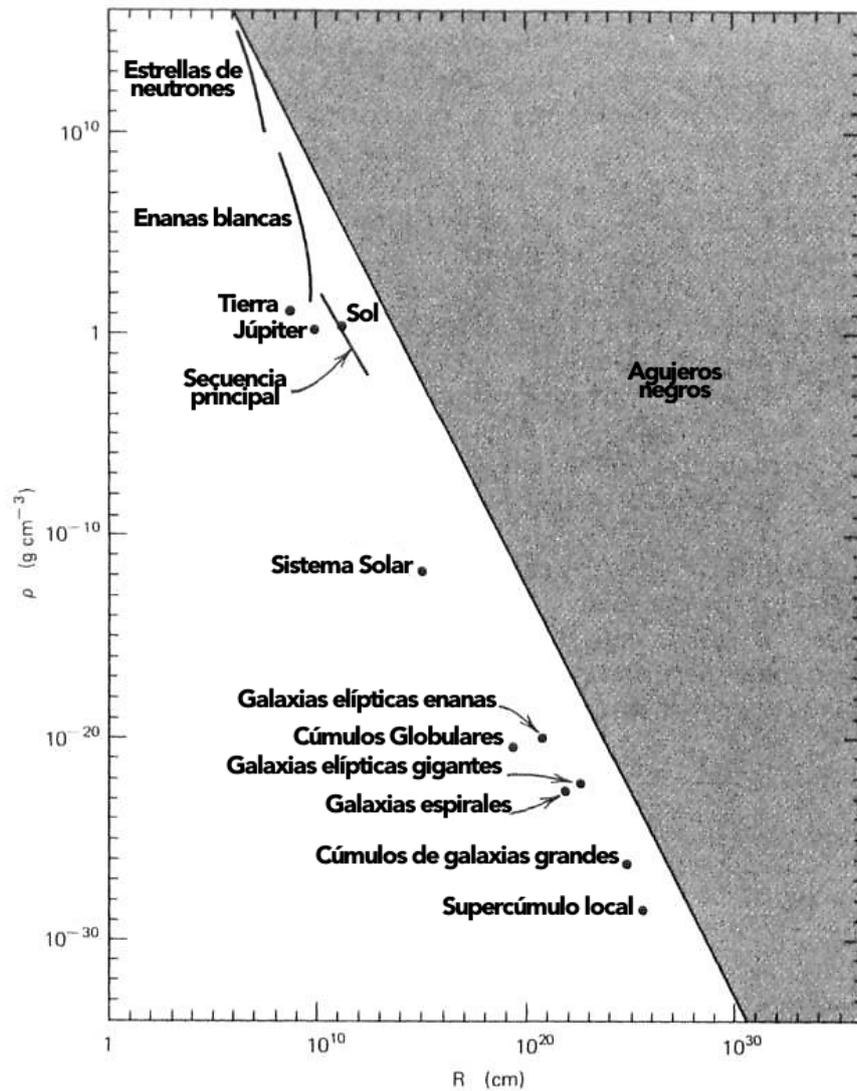
Los objetos compactos -enanas blancas, estrellas de neutrones y agujeros negros- son el estadio final de la evolución estelar. El tipo de evolución que tiene una estrella aislada y, en particular, el tipo de objeto compacto que queda como remanente, depende principalmente

de su masa inicial. Aquellas estrellas aisladas que comiencen con una masa inicial  $M \lesssim 10 M_{\odot}$ , dependiendo también de su metalicidad inicial, terminarán sus vidas como enanas blancas (Córscico et al., 2019). Para estrellas con masas entre  $10 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 12 M_{\odot}$ , se formará una EN. Para estrellas cuyas masas se encuentran por encima de este valor y hasta  $M \sim 25 M_{\odot}$ , si es que queda algún remanente compacto luego de la explosión como supernova de la gigante roja, se formará una EN o un agujero negro, dependiendo de la metalicidad y velocidad de rotación del objeto inicial (Athem Alsabti, 2015). Finalmente a partir del valor  $M \gtrsim 25 M_{\odot}$ , todas las estrellas que dejen tras su explosión como supernova un objeto remanente, formarán un agujero negro (Camenzind, 2007). Sin embargo, los mecanismos que determinan la formación de uno u otro objeto no son aún del todo claros y, por lo tanto, estos valores están en discusión (ver, por ejemplo, los trabajos de O'Connor y Ott, 2011; Sukhbold et al., 2016). En la figura 1.3 se resumen de manera esquemática los distintos caminos evolutivos que puede seguir una estrella, desde que se forma hasta que muere.



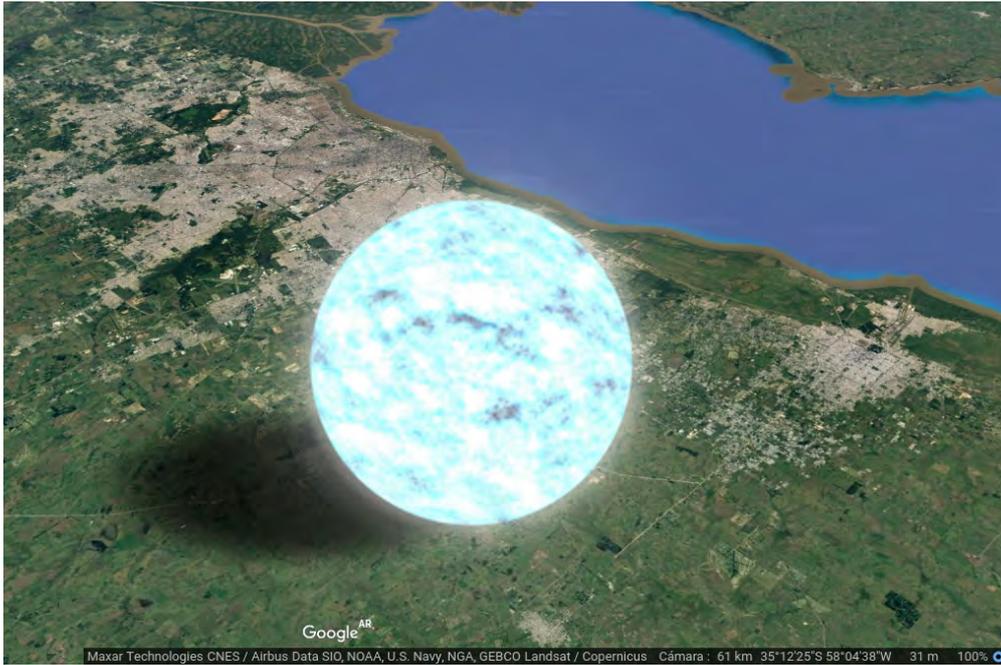
**Figura 1.3.** Diagrama cualitativo sobre los distintos caminos posibles en la evolución estelar, como función de la masa inicial. En esta tesis, nos enfocaremos solo en uno de los posibles destinos finales, las ENs. Imagen traducida de la original tomada de NASA Chandra (2019).

En términos generales, los objetos compactos se diferencian de las estrellas convencionales en dos grandes aspectos: ya no tienen reacciones nucleares en su núcleo, aunque pueden experimentar otros procesos de cambio, como enfriamiento o movimientos sísmicos, y se caracterizan por ser extremadamente pequeños. En la figura 1.4 se puede notar la diferencia cualitativa, tanto en tamaño como en densidad, entre los objetos compactos y el resto de los objetos astronómicos. Además, en esta figura se pueden apreciar esquemáticamente las tres ramas clásicas de estabilidad estelar: las estrellas convencionales, las enanas blancas y las ENs. Cada una de ellas difieren según el tipo de fuerza que predomina al momento de contrarrestar y equilibrar la fuerza gravitatoria: las estrellas convencionales alcanzan el equilibrio a través de la presión que proveen las reacciones termonucleares en su núcleo, en las enanas blancas predomina la presión de los electrones degenerados y en las ENs la presión de los neutrones degenerados (Weber, 1999). De cualquier manera, en lo que respecta a las ENs, esta visión resumida y canónica será examinada y discutida a lo largo de esta tesis.



**Figura 1.4.** Tamaño característico y densidad media para diversos objetos astronómicos. Se puede observar que, al margen de los agujeros negros que pueden tener un tamaño arbitrario dentro de la región gris de la figura, los objetos compactos se encuentran en la esquina superior izquierda del diagrama: son los objetos más pequeños y densos del universo. Imagen traducida de la original en [Shapiro y Teukolsky \(2008\)](#).

Por consiguiente, nos enfocamos en las ENs. Estos objetos remanentes, que son el resultado final del núcleo colapsado de una estrella gigante, tienen un radio del orden de los 12 km y una masa del orden de  $1.4 M_{\odot}$  (ver figura 1.5). Además, tienen una temperatura superficial del orden  $10^6$  K, por lo que tienen su mayor emisión térmica en el rango de los rayos-X. Durante el proceso de colapso de la estrella progenitora, la conservación del momento angular y del flujo magnético produce que las ENs tengan velocidades de rotación muy altas, con períodos desde segundos hasta milisegundos, y con campos magnéticos (CMs) extremadamente intensos, desde  $10^{12}$  Gauss hasta  $10^8$  Gauss en su superficie ([Glendenning, 2000](#)). Justamente, estas propiedades son las que permiten asociarlas con los púlsares. Además, estas características generan que, por fuera de los singulares agujeros negros, las ENs sean los objetos conocidos más densos del universo.



**Figura 1.5.** Representación artística a escala de una estrella de neutrones en los márgenes del Río de La Plata. Se observa de fondo, sobre la ribera cercana, la ciudad de La Plata, la Ciudad de Buenos Aires y Gran Buenos Aires; sobre la ribera lejana, se observa la ciudad de Colonia del Sacramento, Uruguay. Imagen construida a partir de una fotografía tomada de [Google Earth](#) (2019).

Es importante resaltar que, mas allá de los detalles que se puedan introducir más adelante acerca del comportamiento y la estructura de la materia a altas densidades, solamente tomando las dimensiones genéricas para una EN dadas previamente, estas estrellas tienen una densidad promedio de  $\rho \sim 4 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ . Este valor resulta ser mayor que la densidad de un núcleo atómico,  $\rho_{\text{nuc}} \sim 2.5 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ , conocida como *densidad de saturación nuclear*. Esta extraordinaria propiedad, que convierte a las ENs en gigantescos núcleos atómicos, plantea fuertes interrogantes en torno a la composición interna de estos objetos. Por otro lado, el hecho de que las ENs sean objetos extremadamente compactos tiene como consecuencia que el tratamiento mediante la teoría newtoniana no resulte válido y se deba recurrir a la Relatividad General ([Glendenning, 2000](#)).

### 1.2.1. Fenomenología observacional

Antes de entrar en los aspectos teóricos del modelo de ENs, haremos un breve repaso de los aspectos observacionales de dichos objetos. La observación de ENs es un área que muestra una particular complejidad y relevancia para comprender los modelos teóricos que utilizaremos. Así, este repaso permitirá contextualizar los objetivos y resultados de este trabajo.

En principio, todas las ENs observadas poseen alguna emisión en forma de pulsos debido a que la rapidez de su rotación produce un patrón de emisión electromagnética fuertemente anisotrópica. Sin embargo, más allá de este comportamiento común, existe una gran variedad de fenómenos de emisión electromagnética asociados a las ENs que se clasifican en función de la fuente de energía que actúa como motor de dichas emisiones: púlsares motorizados por rotación, magnetares si la fuente de energía es el CM, ENs aisladas si emiten en base a su calor latente y ENs acretantes si la energía se libera como consecuencia la materia que acreta

(Harding, 2013).

En el caso de los púlsares motorizados por rotación (RPP, por las siglas en inglés de *rotation powered pulsar*), desde su primer detección en 1967, se han descubierto más de 2000 en longitud de onda de radio. En algunos de ellos, además, se han detectado pulsos en rayos-X o rayos- $\gamma$ . Más de 130 han sido confirmados en rayos-X y más de 100 en rayos- $\gamma$ . No todos estos púlsares X o  $\gamma$  tienen además emisión en radio, algunos de ellos son silenciosos en esta región del espectro electromagnético. Este tipo de púlsares rotacionales se clasifican, a su vez, en dos familias: púlsares normales, con períodos de algunos segundos, y púlsares con períodos de milisegundo. Se estima que en la formación típica de una ENs por el colapso del núcleo de la estrella progenitora se generan los pulsares con períodos de segundos. Luego, algunos de ellos, por acretar material, adquieren momento angular y se aceleran hasta alcanzar períodos de milisegundos (Harding, 2013).

En el caso de magnetares, existen dos comportamientos característicos diferentes, los púlsares anómalos de rayos-X (AXP) y los repetidores de rayos- $\gamma$  suaves (SGR), ambos asociados a la presencia de CMs superficiales extremadamente grandes,  $B_{\text{sup}} \sim 10^{15}$  Gauss. Los SGR son emisores de rayos- $\gamma$  en forma de ráfagas irregulares de corta duración, unos pocos segundos. Los AXP emiten pulsos de rayos-X con una gran luminosidad y con períodos de varios segundos. Al menos, 30 magnetares han sido confirmados (Olausen y Kaspi, 2014; Coti Zelati et al., 2018).

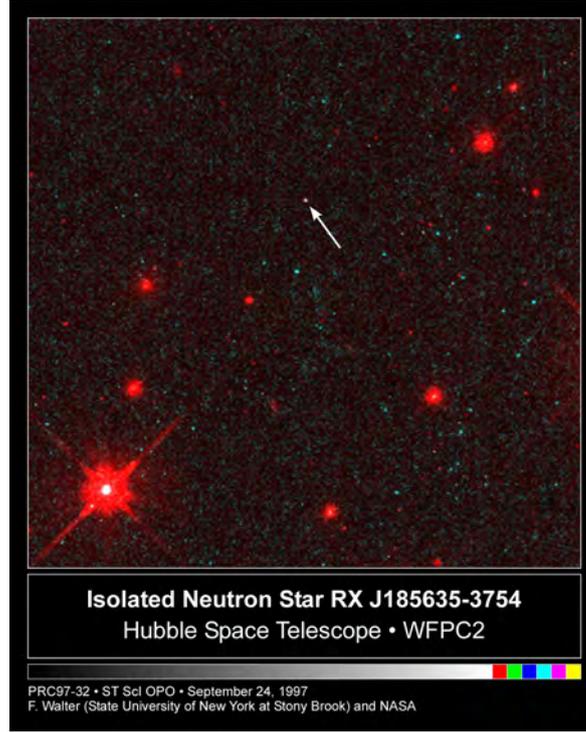
Las ENs aisladas emiten un espectro térmico centrado en los rayos-X blandos, que puede incluir una componente débil en el óptico o en ultravioleta. Una variedad de este tipo de objetos son las ENs en el centro de algún remanente de supernova, que en lugar de tener la componente térmica tradicional, tiene un doble espectro térmico, con la presencia extra de un foco caliente. Se estima que este espectro térmico adicional proviene de material del remanente cayendo sobre alguna región acotada de la superficie de la EN. No existe una gran población detectada de este tipo de objetos, aunque el conjunto de *las siete magníficas* representa una muestra relevante y particularmente renombrada (Treves et al., 2001). Una de estas *magníficas*, la EN aislada RX J1856.5-3754, fue la primer EN observada en la región del espectro visible. En la figura 1.6 puede apreciarse esta observación, realizada en 1997 por el telescopio espacial Hubble.

Finalmente, las ENs acretantes, como su nombre lo indica, deben su emisión al material que cae sobre su superficie proveniente de alguna estrella compañera binaria. Este material puede venir tanto de viento estelar como del disco de material que se forma cuando la compañera supera en tamaño su lóbulo de Roche<sup>1</sup>. Esto puede dar lugar a binarias de rayos-X de masa pequeña (LMXB, por sus siglas en inglés), cuando la compañera es una estrella de secuencia principal de masa pequeña, una enana blanca o una gigante roja que transfiere la masa a través de un disco de acreción. Cuando la estrella compañera es una estrella de gran masa tipo O o B, se clasifica como una binaria de rayos-X de gran masa (HMXB, por sus siglas en inglés). Además, en ciertos casos, se puede catalogar como microcuasar cuando la emisión, debido a la materia acretada del disco, ocurre en forma de llamaradas en ondas de radio, óptico y X, con la presencia asociada de jets relativistas (Harding, 2013).

En resumen, las ENs se manifiestan de varias maneras. De forma inversa, se puede pensar que varios fenómenos se aglutinan bajo un único modelo de ENs. En cualquier caso, pareciera que la propiedad determinante al momento de definir la manera en que se comportará una EN es la intensidad, estructura y evolución de su CM (Viganò et al., 2013; Harding, 2013). En este sentido, y por ser el efecto del CM en las ENs uno de los aspectos que nos interesa

---

<sup>1</sup>El lóbulo de Roche es el volumen que encierra a una estrella en un sistema binario, dentro del cual la materia está ligada gravitacionalmente a dicha estrella. Si la estrella supera en tamaño su lóbulo de Roche, el material exterior al lóbulo es atraído por la otra estrella del sistema.



**Figura 1.6.** Imagen de la EN aislada RX J1856.5-3754 en el rango óptico tomada por el telescopio espacial Hubble. La flecha blanca indica la posición de esta EN. Esta detección, realizada en 1997, fue la primera que se hizo en el rango visible de una EN. Figura tomada de [Walter y Matthews \(1997\)](#).

estudiar en esta tesis, es interesante conocer la manera en la que se estiman los CMs en este tipo de objetos. En el caso de púlsares rotantes, magnetares y estrellas aisladas, el CM se deriva de la variación del período,  $\dot{P}$ , suponiendo que la disminución en la velocidad de rotación se debe a la radiación dipolar. El CM dipolar en la superficie resulta, en este caso ([Kaspi y Kramer, 2016](#)),

$$B_{\text{sup}}^{\text{d}} = \left( \frac{3Ic^3 P \dot{P}}{8\pi^2 R^6} \right)^{1/2} \approx 3.2 \times 10^{19} \text{G} (P \dot{P})^{1/2}, \quad (1.1)$$

donde  $P$  está en unidades de segundos,  $\dot{P}$  en unidades de  $\text{seg seg}^{-1}$ , y donde  $I$  ( $\approx 10^{45} \text{ g cm}^2$ ) y  $R$  ( $\approx 10^6 \text{ cm}$ ) son el momento de inercia y el radio de la EN, respectivamente.

En el caso de ENs acretantes, el CM no puede ser medido a través de la variación del período, debido a que la evolución de la velocidad de rotación está gobernada por torques ejercidos por la materia acretada. Para EN acretantes de rayos-X, la emisión de ciclotrón<sup>2</sup> permite estimar la intensidad del CM en la superficie ([Harding, 2013](#)),

$$B_{\text{sup}}^{\text{cic}} \approx \left( \frac{E_c}{11.6 \text{keV}} \right) 10^{12} \text{G}, \quad (1.2)$$

donde  $E_c$  es la energía de ciclotrón.

Para el caso de binarias de baja masa, el radio de Alfvén, en donde la presión magnética de la EN se iguala con el flujo de materia acretante, permite obtener el CM superficial ([Ghosh](#)

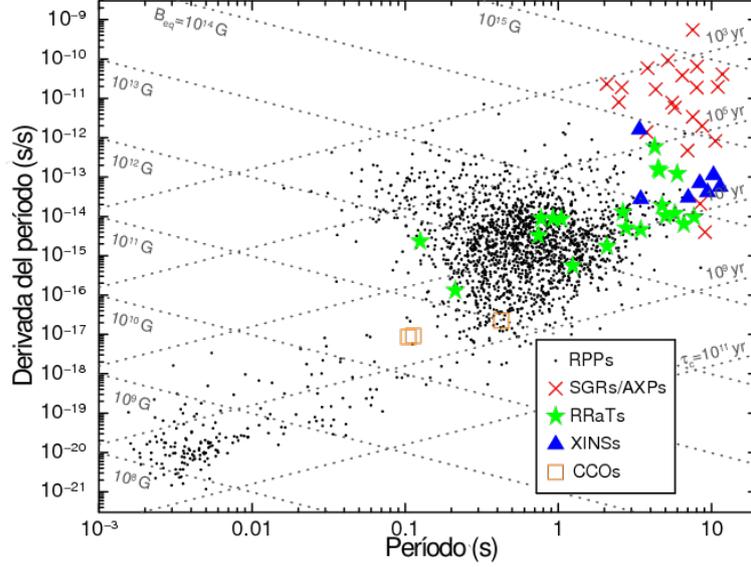
<sup>2</sup>La radiación de ciclotrón se produce cuando una partícula cargada eléctricamente es acelerada por la presencia de un CM externo.

## 1. Introducción

y Lamb, 1979),

$$B_{\text{sup}}^A \sim 10^{12} \text{ G } P_{\text{eq}} \left( \frac{\dot{M}}{10^{-9} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} \right)^{1/2}, \quad (1.3)$$

donde  $P_{\text{eq}}$  (en segundos) es el período de equilibrio de la EN y  $\dot{M}$  es la tasa de acreción de materia.



**Figura 1.7.** Diagrama  $P - \dot{P}$  para pulsares. La nube central, en torno a  $P \sim 0.5$  s, agrupa los pulsares convencionales, la pequeña nube en la esquina inferior izquierda, con  $P \sim 3$  ms, son los pulsares de milisegundo y la nube dominada por las ENs marcadas con cruces rojas agrupa a las magnetares. Más allá de las especificaciones propias de la distintos tipos de fenomenología asociada a las ENs, se puede ver cómo las magnetares se diferencian del resto de las poblaciones al mostrar CMs superficiales entre  $10^{14} - 10^{15}$  Gauss e incluso por encima de estos valores. Figura traducida de la original en Potekhin et al. (2015).

A partir de numerosas mediciones del período,  $P$ , y su variación temporal,  $\dot{P}$ , se pueden desplegar las observaciones sobre el plano  $P - \dot{P}$ . En la figura 1.7 se puede observar una de estas representaciones, realizada en el trabajo de Potekhin et al. (2015). Por otro lado, a partir de la estimación de la intensidad del CM superficial,  $B_{\text{sup}}$ , se puede construir el plano  $P - B_{\text{sup}}$ ; la figura 1.8 muestra una representación de este plano extraída del trabajo de Konar et al. (2016). Más allá de las especificidades de estas figuras que reflejan la complejidad observacional que se aborda en los respectivos trabajos, tanto en la figura 1.7 como en la figura 1.8 se observa cómo se distribuyen por regiones las distintas poblaciones de cada tipo de EN. Además, se puede ver como las magnetares se diferencian claramente del resto de las poblaciones, debido a sus CMs superficiales entre  $10^{14} - 10^{15}$  Gauss, e incluso con campos por encima de estos valores.

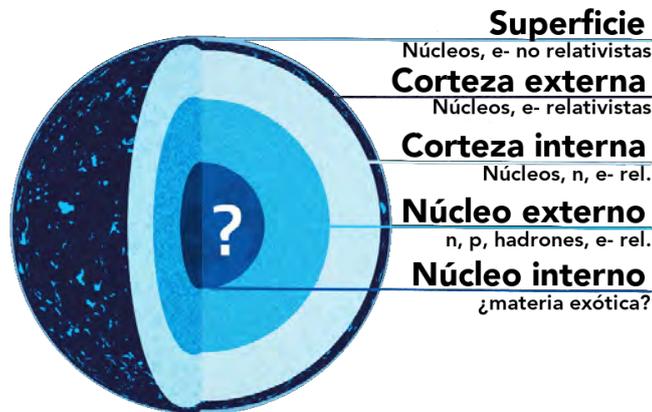
Por otro lado, como se especifica en la figura 1.7 mediante líneas punteadas de edad característica constante,  $\tau_c$ , se puede establecer una clasificación de las ENs por edades, considerando el enfriamiento, el decaimiento del CM y la disminución de la velocidad de rotación. En este contexto, las ENs comenzarían con grandes velocidades de rotación y grandes CMs. Así, dependiendo del proceso de formación, las ENs podrían comenzar su vida como una magnetar o como un radio-pulsar (Kaspi y Kramer, 2016). En cualquier caso, luego de miles de años, el CM decae y su período de rotación aumenta. A partir de cierto momento, el campo y la velocidad de rotación son lo suficientemente pequeños como para que el efecto



## 1. Introducción

---

una composición química característica.



**Figura 1.9.** Representación esquemática de la estructura interior de una estrella de neutrones híbrida. Imagen editada extraída de un video tomado de [NASA Nicer \(2017\)](#). En la tabla 2.1 se describe en detalle el modelo de estratificación utilizado en esta tesis.

Cualitativamente, la superficie y la corteza exterior poseen una estructura en forma de red cristalina de núcleos atómicos, sumergida en un gas de electrones. A medida que avanzamos hacia regiones más profundas, la densidad aumenta, los electrones se vuelven relativistas, los núcleos de la red cristalina se vuelven más pesados, se produce lo que se conoce como *goteo de neutrones* y aumenta la proporción de neutrones libres, que comienzan a formar un fluido. En algún punto, donde pasamos de la corteza de la estrella hacia el núcleo, los núcleos se disuelven y quedan los nucleones, neutrones y protones, y los electrones libres. Sin embargo, además de los nucleones, también es posible que aparezcan otros hadrones más pesados y bariones exóticos, como los hiperones. Este proceso de aumento de la densidad ocurre hacia el núcleo interior de la estrella. En este punto llegamos a una instancia crítica de los modelos de ENs: si bien para las capas más externas existen estimaciones acerca de su composición y estructura, en el núcleo interno es donde se alcanzan densidades mayores que la densidad de saturación nuclear y donde no se conoce el estado en el que se encuentra la materia.

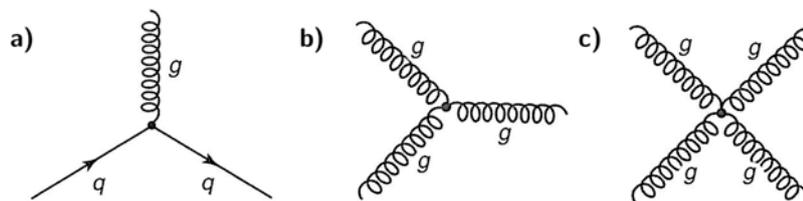
Sin embargo, toda esta descripción cualitativa acerca de lo que ocurre con el estado de la materia para distintas densidades, está respaldada, en última instancia, por los modelos microscópicos que describen las propiedades fundamentales de la materia. Para empezar a abordar este problema, en la siguiente subsección, se presentará brevemente el conocimiento actual que se tiene de los estados de la materia densa y las teorías que la describen.

### 1.2.3. Materia Densa

Se denomina *materia densa* a la materia que se encuentra en un régimen de densidad próximo o superior a la densidad de saturación nuclear,  $\rho_{nuc} \sim 2.5 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ . Este valor de la densidad se corresponde con la densidad típica de un núcleo atómico. Para valores de densidad por encima de la densidad de saturación nuclear, la entidad separada de cada núcleo atómico se disuelve y protones, neutrones y electrones forman un fluido relativista ([Shapiro y Teukolsky, 2008](#)). En el interior de una EN, donde la densidad en su núcleo interno puede superar varias veces la densidad de saturación nuclear, la materia se encuentra bajo estas condiciones.

Debido a que la estructura de la materia a escala nuclear depende de la interacción fuerte, resulta necesario recurrir a la teoría de la Cromodinámica Cuántica (QCD, por sus siglas en inglés) para estudiar el estado de la materia en condiciones extremas. La QCD es una teoría cuántica de campos que estudia y describe las interacciones fuertes entre partículas. En la QCD, las partículas presentes son los quarks, fermiones de spin 1/2, y los bosones mediadores de spin 1, los gluones. Así como en el electromagnetismo participa la carga eléctrica, en las interacciones fuertes existe la carga de color. El proceso fundamental mediante el cual dos quarks interactúan con un gluón se puede representar mediante el diagrama de Feynman, tal como se presenta en la figura 1.10 (a) (Griffiths, 2008). Además, a diferencia del electromagnetismo donde los fotones no tienen carga eléctrica, las partículas mediadoras en la QCD tienen carga de color, por lo que pueden ocurrir interacciones entre gluones. Estas interacciones, bajo la lógica de los diagramas de Feynman, se representan como vértices del cual solo salen o entran gluones, como se observa en la figura 1.10 (b) y (c) (Forshaw, 1997).

Las interacciones fuertes son las que producen que los quarks se agrupen para formar hadrones y mesones. En general, la teoría afirma que las partículas que serán estables serán aquellas que tengan color *blanco* o neutro. Esto es, que los tres quarks que conforman los bariones tengan sus tres colores distintos o, en el caso de los mesones conformados por dos quarks, los quarks tengan un color y un anti-color (color con que carga un anti-quark). Esta misma propiedad de neutralidad de color es la responsable de generar el *confinamiento*, es decir que partículas con carga de color no-blanco, como quarks o gluones, no pueden existir en la naturaleza de manera aislada, salvo condiciones extremas de temperatura o densidad (Forshaw, 1997).



**Figura 1.10.** Diagramas de Feynman de la QCD. En estos diagramas, el tiempo fluye horizontalmente, hacia la derecha, y cada vértice representa una interacción. En el proceso *a)*, un quark entra -representado por la línea recta con la flecha hacia adentro-, emite o absorbe un gluón -representado por la línea espiralada- y luego sale -representado por la línea recta con la flecha hacia afuera. Los procesos *b)* y *c)* muestran una de las diferencias cualitativas que la QCD tiene con la electrodinámica, pues los gluones (representados por líneas espiraladas), al tener carga de color, pueden interactuar entre ellos.

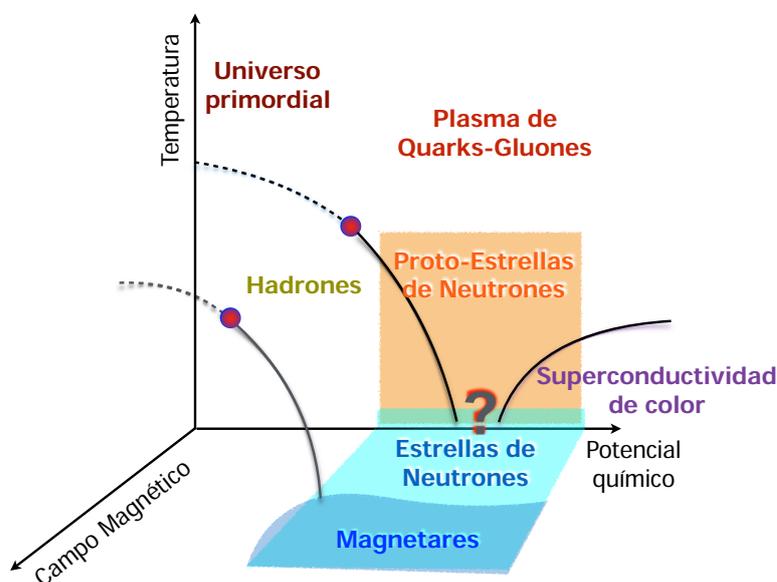
Además, debido a la propiedad de *libertad asintótica* en el marco de la QCD, las interacciones entre los quarks se vuelven más débiles a medida que la distancia entre ellos disminuye. Sin embargo, en los casos de bajas temperaturas y bajas densidades, donde las distancias entre partículas aumentan, la constante de acoplamiento de la interacción fuerte aumenta y la teoría se vuelve fuertemente no-perturbativa (ver Orsaria et al. (2019) y referencias allí mencionadas). Desde el punto de vista matemático, esta propiedad dificulta la descripción de la materia en este régimen y obliga a recurrir a modelos efectivos. Estos modelos tienen lagrangianos más simples que el de la QCD pero conservan algunas de las propiedades fundamentales de la teoría.

En el marco de esta teoría, los neutrones y protones, constituyentes fundamentales de los núcleos atómicos, son los grados de libertad más relevantes de la materia a temperaturas y

## 1. Introducción

densidades bajas. A densidad o temperatura altas, la QCD predice una transición de fase de la materia bariónica a un estado de la materia donde los hadrones se descomponen en sus partículas constituyentes, los quarks, y se forma un plasma de quarks y gluones libres (Orsaria et al., 2019).

En este sentido, el *diagrama de fases de la QCD* permite predecir, de manera esquemática, lo que ocurre con la materia a distintas densidades y temperaturas (ver figura 1.11). Este diagrama, en su expresión más simple, representa los estados de equilibrio de la materia según las condiciones a las que está sometida y se ordena en un plano, donde en el eje de las abscisas se representa el potencial químico (o la densidad) y en el eje de las ordenadas, la temperatura (Schmitt, 2010). En algunos casos, se puede agregar como tercera dimensión algún otro grado de libertad relevante que desee considerarse, como puede ser el CM, el grado de extrañeza de la materia, etc.



**Figura 1.11.** Representación esquemática del diagrama de fases de la QCD. En este caso se presenta un diagrama de tres dimensiones, donde, con fines astrofísicos, la tercer dimensión representa la intensidad del CM. Las regiones sombreadas, a grandes potenciales químicos (grandes densidades) indican, donde podría ubicarse la materia que conforma las proto-ENs (temperaturas altas), las ENs y las magnetares (temperaturas bajas). Imagen editada y traducida de la original en Orsaria et al. (2019).

Cada región del diagrama representa algún tipo de régimen al que está sometida la materia. En regiones donde la temperatura o el potencial químico son suficientemente grandes, cuando nos alejamos lo suficiente desde el centro hacia los extremos de los ejes del diagrama de fases, la teoría se puede trabajar perturbativamente y se pueden obtener resultados a partir de cálculos rigurosos y de primeros principios. En regiones de temperaturas y potenciales químicos suficientemente pequeños, a pesar de las complicaciones para operar con las expresiones teóricas, se pueden realizar experimentos en laboratorios, como los colisionadores de iones pesados, que nos permitan conocer los estados de la materia (Schmitt, 2010). Incluso, en los casos de potencial químico despreciables pero temperaturas altas, escenario que podría haberse dado en el universo temprano, es posible realizar cálculos numéricos a través de la denominada *lattice QCD*, que estudia la dinámica de quarks y gluones en una grilla, discretizando el espacio-tiempo (ver Orsaria et al. (2019) y referencias allí mencionadas).

Sin embargo, la región de altas densidades y bajas temperaturas aún resulta una zona incierta del diagrama de fases, debido a la imposibilidad de explorar estos regímenes en laboratorios y por las dificultades operacionales propias de la QCD, relacionadas con la extensión de la teoría a potencial químico finito. Bajo este régimen, podría ocurrir una transición de fase y, justamente, la posibilidad de explorar cuál es el comportamiento de la materia se encuentra en el estudio del interior de las ENs (ver figura 1.11). Por lo tanto, como se afirma en el libro de Haensel et al. (2006), el problema de la determinación de la EdE de la materia densa constituye uno de los mayores misterios de las ENs. Sin embargo, para abordar este problema, es posible recurrir a modelos efectivos de la QCD, que reproduzcan propiedades básicas de esta teoría, como el confinamiento, y que puedan ser restringidos, validados o descartados, considerando a las ENs como laboratorios astrofísicos. En este sentido, invirtiendo la perspectiva, las ENs ofrecen un escenario único para explorar las interacciones fuertes bajo condiciones extremas.

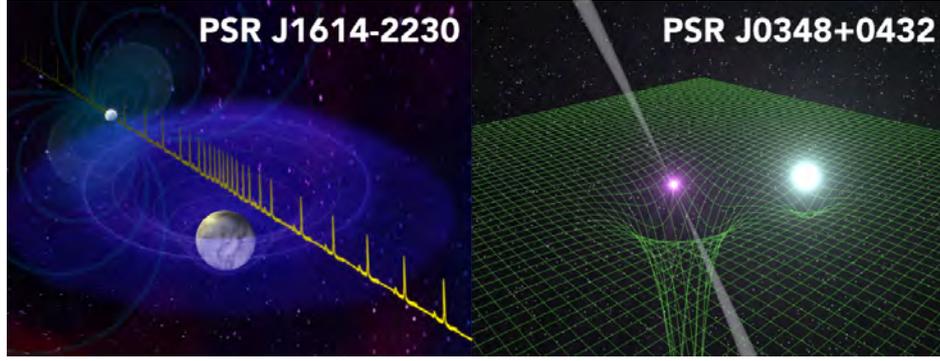
Por otro lado, para profundizar aún más el escenario de incerteza en torno a la materia de quarks, aún se encuentra en discusión la hipótesis propuesta en los trabajos de Bodmer (1971) y Witten (1984), acerca de la estabilidad absoluta de la materia extraña de quarks. En este escenario, la materia extraña de quarks, compuesta por quarks libres  $u$ ,  $d$  y  $s$ , tendría una energía por barión menor que la del hierro, el núcleo atómico más estable,  $E_{uds} \lesssim E_{56\text{Fe}} \approx 930$  MeV. De ser cierta esta hipótesis, entre otras muchas implicancias astrofísicas y cosmológicas, podrían existir las estrellas de quarks, objetos compactos compuestos puramente de quarks libres, *desnudas* (sin ninguna corteza externa, solo con una delgada capa de electrones adheridos por fuerzas electrostáticas) o *vestidas* (con una corteza exterior de materia nuclear ordinaria) (Weber, 1999; Weber et al., 2013).

En cualquier caso, dependiendo de lo que ocurra a nivel microscópico, quedará determinada la composición interna de las ENs. En otras palabras, dependiendo de la EdE resultante para la materia densa, podrían existir estrellas puramente hadrónicas, estrellas híbridas donde exista un núcleo de quarks libres rodeado de una corteza hadrónica o, incluso, en caso que la hipótesis de Bodmer-Witten sea cierta, estrellas de quarks puras.

#### 1.2.4. Hitos y restricciones contemporáneas

Así como se podría decir que a partir de 1968 comienza la era moderna del estudio de las ENs, nuevos descubrimientos relacionados con estos objetos han inaugurado una incipiente era contemporánea en los últimos años. Por un lado, en los años 2010 y 2013, los respectivos trabajos de Demorest et al. (2010) y Antoniadis et al. (2013) confirmaron, con una gran precisión, que una ENs podía alcanzar  $M \sim 2 M_{\odot}$ . Específicamente, en el artículo de Demorest et al. (2010) se establece para el púlsar J1614-2230 que  $M = 1.97 \pm 0.04 M_{\odot}$  y en el trabajo de Antoniadis et al. (2013) se establece para el púlsar J0348+0432 que  $M = 2.01 \pm 0.04 M_{\odot}$  (ver figura 1.12). Si bien un trabajo reciente, fruto del proyecto NANOGrav, corrige la detección de J1614-2230 a  $M = 1.908 \pm 0.016 M_{\odot}$  (Arzoumanian et al., 2018), estas mediciones, debido a la precisión en su determinación y por resultar púlsares de masas tan grandes, han establecido desde entonces un desafío a la hora de lograr modelar la composición y estructura de estos objetos compactos: si se asume una única EdE para las ENs, cualquier modelo de materia que se proponga como candidato para modelar ENs estables debe, necesariamente, reproducir estos valores.

El otro evento que marca un hito y evidencia que el estudio de las ENs se encuentra en los inicios de una nueva época es el comienzo de la astronomía de ondas gravitacionales. Al momento de escribirse esta tesis, la colaboración LIGO-Virgo ha confirmado once detecciones de ondas gravitacionales (The LIGO Scientific Collaboration et al., 2018). De estas, diez corresponden a una fusión entre agujeros negros y una de ellas a una fusión de ENs (ver



**Figura 1.12.** Representaciones artísticas de los procesos de detección de los púlsares J1614-2230 (panel izquierdo) y J0348+0432 (panel derecho). El púlsar J1614-2230 fue detectado a través del efecto conocido como *retraso de Shapiro*, en donde, cuando la EN pasa por detrás de la enana blanca compañera, el pozo gravitatorio de esta última retrasa el arribo de los pulsos periódicos. En el caso de J0348+0432, la medición de la masa se pudo realizar a través de la medición de los pulsos periódicos combinados con mediciones espectroscópicas de la enana blanca compañera. Imágenes tomadas de [Saxton, B., NRAO/AUI/NSF \(2010\)](#) (panel izquierdo) y de [Antoniadis et al. \(2013\)](#) (panel derecho).

figura 1.13). Este último evento, conocido como GW170817 ([Abbott et al., 2017](#)), ha tenido la espectacular particularidad de que ha podido ser asociado a una contraparte electromagnética, los eventos GRB170817A y AT2017gfo ([Abbott et al., 2017](#)). Esta detección multimensajera ha impuesto un nuevo conjunto de restricciones, no solo en las masas de las ENs involucradas, sino también en sus radios. El límite superior que se ha encontrado para la *deformabilidad de marea*<sup>3</sup> del sistema binario,  $\tilde{\Lambda} < 800$  ([Abbott et al., 2017](#)), ha permitido restringir el radio para una EN con una masa de  $1.4 M_{\odot}$  a  $R_{1.4} \lesssim 13.76$  km ([Raithel et al., 2018](#); [Annala et al., 2018](#); [Malik et al., 2018](#); [Most et al., 2018](#); [Fattoyev et al., 2018](#)).

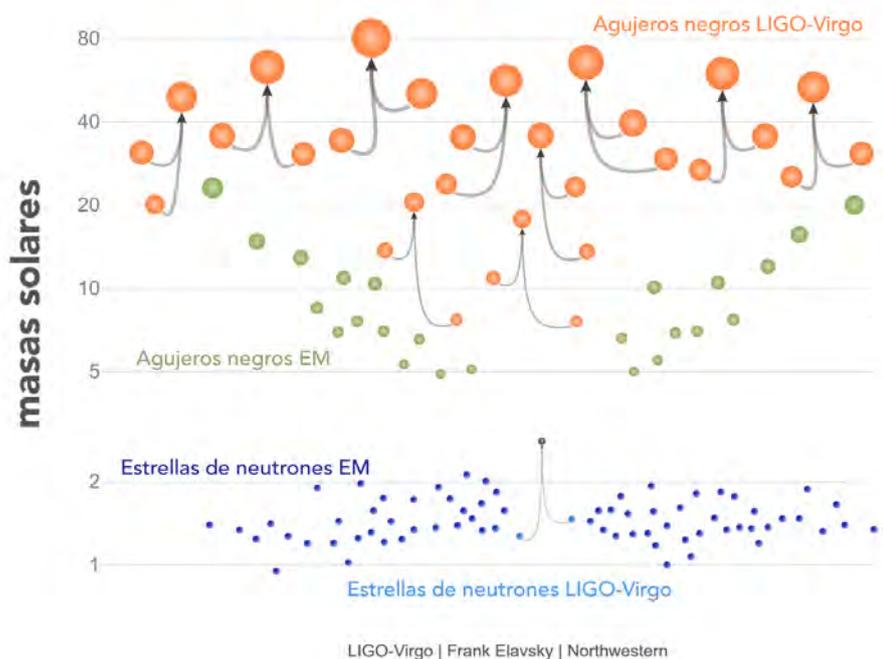
Adicionalmente, mientras se desarrollaba la escritura de esta tesis, se publicó un trabajo en el cual se confirmaba la detección del púlsar de milisegundo PSR J0740+6620, con una masa de  $M = 2.14^{+0.10}_{-0.09} M_{\odot}$  ([Cromartie et al., 2019](#)). Esta detección, la cual impone la cota en la masa más restrictiva en la actualidad, evidencia lo dinámica y cambiante en que se ha convertido esta área de estudio y anticipa los desafíos que traerán las próximas observaciones. En resumen, a pesar de que la EdE de la materia densa, y en particular de las ENs, es aún incierta, las nuevas observaciones multimensajeras proveen y proveerán nuevas y fuertes restricciones a los modelos teóricos actuales.

### 1.3. Objetivos y metodología de la Tesis de Doctorado

Todo lo enunciado hasta aquí permite afirmar que las ENs pueden considerarse laboratorios naturales para lograr un mejor entendimiento de los estados más densos y exóticos de la materia. Es por ello que el estudio de estos objetos permite establecer una relación directa entre la astronomía y la física nuclear y de partículas, mediante la cual resulta posible lograr una mejor comprensión de las propiedades de la materia en condiciones difícilmente alcanzables, al menos en el futuro cercano, en el laboratorio.

En este contexto se plantea esta Tesis de Doctorado, cuyo objetivo general es aportar a una mejor comprensión de la estructura, estabilidad y composición interna de las ENs. En particular, se busca modelar y estudiar las configuraciones de equilibrio estable de estos

<sup>3</sup>Ver subsección 2.2.4, donde se define la deformabilidad de marea.



**Figura 1.13.** Detecciones de ondas gravitatorias de LIGO-Virgo hasta la actualidad: diez fusiones de agujeros negros y una fusión de ENs. Se muestran la masa de cada objeto, junto con las masas detectadas de agujeros negros y ENs mediante radiación electromagnética. Las detecciones de ondas gravitatorias han permitido observar agujeros negros más masivos que los que se detectan a través de radiación. En el caso de las ENs, la detección no ha alterado tanto las cotas en la masa sino que ha permitido imponer una fuerte restricción sobre el radio de estos objetos,  $R_{1.4} \lesssim 13.76$  km (Raithel et al., 2018; Annala et al., 2018; Malik et al., 2018; Most et al., 2018; Fattoyev et al., 2018). Imagen traducida de LIGO/Virgo/Northwestern Univ./Frank Elavsky (2018).

objetos, considerando la posibilidad de que en sus núcleos ocurra una transición de fase de materia hadrónica a materia de quarks, dando lugar a *estrellas híbridas* (EHs). En este sentido, las EHs serían un tipo de ENs formadas por un núcleo interno de materia de quarks libre rodeado de capas externas -núcleo externo, corteza y superficie- de materia de hadrones. Para ello, empleando modelos efectivos de la física nuclear y subnuclear, se busca determinar la EdE de la materia, estableciendo cotas sobre la misma a partir de la comparación con datos y restricciones observacionales.

Realizaremos este estudio en dos escenarios de interés astrofísico distintos. En el primer escenario, desarrollado en el capítulo 3, se aborda el caso de las proto-EN. Este breve estadio se corresponde con los primeros minutos de existencia de las ENs, en donde los objetos recién formados poseen aún una temperatura muy elevada y no se puede considerar la aproximación de temperatura cero. Con este abordaje se estudian, de manera esquemática, los cambios evolutivos experimentados por estos objetos en su proceso de enfriamiento y desleptonización. Este primer escenario fue estudiado durante la primer mitad del Doctorado, cuyo desarrollo y resultados fueron publicados en el trabajo Mariani et al. (2017).

En el segundo escenario, desarrollado en el capítulo 4, se estudia el caso de las magnetares, modelándolas como estrellas híbridas magnetizadas. En este contexto, a través de la comparación entre ENs con CMs intensos y ENs con bajo/nulo CM analizamos el efecto del CM

sobre la EdE de la materia y sobre la estructura global de las ENs. Este segundo escenario fue estudiado durante la segunda mitad del Doctorado, cuyo desarrollo y resultados fueron publicados en el trabajo [Mariani et al. \(2019\)](#).

En ambos casos, se parte del modelado de la materia bajo condiciones particulares y de la posterior construcción de la EdE híbrida. En el caso de las proto-ENs, se deben estudiar los sucesivos estadios térmicos que atraviesan estos objetos y la presencia de neutrinos atrapados. En el caso de las magnetares, se debe considerar la anisotropía que surge como consecuencia de la dirección preferencial que introduce el propio CM.

En esta tesis utilizamos modelos específicos para cada fase de la materia. Para la fase de la materia hadrónica, utilizamos diferentes variantes del modelo Relativista de Campo Medio ([Müller y Serot, 1996](#)). Para la fase de quarks, utilizamos el Método de Campo Correlacionador ([Dosch, 1987](#); [Dosch y Simonov, 1988](#); [Simonov, 1988](#)), el cual es un modelo efectivo de la QCD que incorpora desde primeros principios la dinámica del confinamiento. Ambos modelos se desarrollan y detallan progresivamente en los próximos capítulos.

Luego de la construcción de la EdE, se procede a calcular la estructura de las ENs, integrando las ecuaciones relativistas de equilibrio hidrostático TOV y utilizando dicha EdE como entrada para la integración. De esta manera, construimos familias de EHs estáticas que, junto con la posterior clasificación de estas soluciones según criterios de estabilidad dinámica, podemos caracterizar y contrastar con las restricciones surgidas a partir de las observaciones y detecciones de ENs disponibles en la actualidad.

Analizamos, en última instancia, las implicancias y los aportes de los resultados obtenidos en el contexto de los nuevos desafíos que conlleva esta nueva época de la astronomía multimensajera de ondas gravitacionales.

## Capítulo 2

# Elementos de astrofísica de objetos compactos y herramientas teóricas

En función del objeto de estudio seleccionado y de los objetivos planteados para este trabajo de tesis, el estudio que realizamos requiere un doble enfoque en paralelo. Por un lado, se debe estudiar la materia que compone a estos objetos compactos desde la microfísica, considerando las partículas involucradas y sus interacciones o reacciones respectivas. Por otro lado, es necesario modelar los fenómenos macroscópicamente, considerando la formación, estabilidad y evolución del objeto estudiado. Para las ENs, la faceta microfísica involucra la descripción de la materia nuclear constituyente de estos objetos, a través de modelos que incluyen las contribuciones de cada una de las familias de partículas -nucleones, hiperones, leptones, quarks- y que permiten construir la EdE correspondiente. Para la faceta macroscópica, se deben considerar, como condiciones mínimas necesarias para su descripción, las ecuaciones de equilibrio hidrostático. En función de las características que se quieran estudiar, también se pueden considerar y calcular otras propiedades de la estructura macroscópica de estos objetos, como la masa bariónica o la deformabilidad de marea.

En las siguientes secciones se presentan en detalle el marco teórico, los modelos y las expresiones matemáticas que utilizamos para abordar el estudio propuesto. Antes de ello, es importante aclarar que a lo largo de esta tesis utilizamos el sistema de unidades naturales, donde  $c = \hbar = 1$ . Además, en el apéndice B se brindan más detalles acerca de los sistemas de unidades electromagnéticas y de las unidades del CM, que se utilizan en la sección 2.1.3 de este capítulo y en el capítulo 4.

### 2.1. Microfísica

Con el objetivo de obtener la EdE necesaria para resolver la estructura de un objeto estelar, se utilizan modelos a partir de los cuales se pueda calcular la presión,  $P$ , y la densidad de energía,  $\epsilon$ , de manera de obtener la EdE de la materia,  $P = P(\epsilon)$ . Esta, junto con otras cantidades importantes como la densidad de número de partículas y la entropía, se obtienen a partir de relaciones termodinámicas. Es por ello que en esta sección se incluye una breve presentación de los elementos de termodinámica y mecánica estadística necesarios para la construcción de la EdE de la materia que compone las ENs. Además, en la subsección 2.1.3 se detalla el modelo de cuantización de Landau, que describe los efectos de un campo magnético sobre un gas de partículas cargadas eléctricamente.

### 2.1.1. Elementos de termodinámica y mecánica estadística

Los potenciales termodinámicos son funciones de ciertas variables que caracterizan el sistema estudiado, los cuales tienen la propiedad de adoptar valores mínimos en los estados de equilibrio de dicho sistema. A través de las derivadas parciales de estos potenciales es posible obtener diversas cantidades termodinámicas de relevancia, entre ellas la EdE (Balian et al., 2006).

En nuestro caso, nos encontramos con sistemas de más de una especie de partículas, en los que reacciones químicas transforman unas partículas en otras, bajo ciertas condiciones de equilibrio que detallaremos más adelante. Por este motivo, en el trabajo realizado en esta tesis se utiliza el *gran potencial termodinámico* (GP),  $\Omega$ , pues sus variables naturales resultan de utilidad en el caso de sistemas que pueden modificar su número de partículas. En este sentido, las variables termodinámicas de este potencial son la temperatura,  $T$ , los potenciales químicos de todas las especies de partículas consideradas,  $\mu_i$ , y el volumen,  $V$ . Sin embargo, siempre trabajaremos con todas las cantidades termodinámicas normalizadas por unidad de volumen, de manera que no aparecerá la variable  $V$  y cuando utilicemos el GP, será el GP por unidad de volumen,  $\tilde{\Omega} = \Omega/V$ , definido como

$$\tilde{\Omega}(T, \mu_i) = \epsilon - sT - \sum_i n_i \mu_i = -P, \quad (2.1)$$

donde  $\epsilon$  es la densidad de energía del sistema,  $s$  es la densidad de entropía,  $n_i$  es la densidad numérica de la partícula de especie  $i$  y  $P$  corresponde a la presión total del sistema.

Si se calcula un elemento diferencial del GP,

$$d\tilde{\Omega} = -sdT - \sum_i n_i d\mu_i, \quad (2.2)$$

se puede ver que la densidad de entropía y la densidad numérica de cada especie de partícula se obtienen tomando las derivadas parciales del GP respecto a la temperatura y a los potenciales químicos, respectivamente.

Además, se puede obtener la densidad de energía del sistema a partir de la relación conocida como relación de Euler (Callen, 1985),

$$\epsilon = -P + sT + \sum_i n_i \mu_i. \quad (2.3)$$

En las próximas dos subsecciones presentaremos los modelos que nos permitirán construir el GP para la materia que compone el interior de las EHs para, de esta manera, derivar las subsiguientes cantidades termodinámicas y la EdE correspondiente.

Por otro lado, en el escenario astrofísico en el que estamos trabajando, existen vínculos entre las variables termodinámicas que acotan los grados de libertad del problema. Estos vínculos están dados, como ya se mencionó previamente, por condiciones de equilibrio. En primer lugar, se debe considerar el equilibrio- $\beta$  (Shapiro y Teukolsky, 2008; Schmitt, 2010). Este es el nombre que se da al equilibrio químico dado por las reacciones entre partículas debido a la interacción débil. Para el caso más usual, donde los bariones involucrados son los protones y neutrones, esta reacción resulta en el decaimiento  $\beta^-$ ,

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

y en el decaimiento  $\beta^-$  inverso o captura electrónica,

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

A modo de comentario, el decaimiento  $\beta^-$  inverso o captura electrónica, es un proceso que ocurre muy eficientemente al momento de la formación del objeto compacto, produce la desleptonización y neutronización de este objeto y que, más allá de motivos históricos, justifica el nombre *estrella de neutrones*. En términos de los quarks constituyentes  $u$  y  $d$ , el proceso  $\beta^-$  resulta

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e.$$

El mismo proceso puede ocurrir considerando el quark  $s$  (Schmitt, 2010),

$$s \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Este tipo de procesos impone relaciones entre los potenciales químicos de las partículas involucradas, que se puede generalizar, tanto para bariones como para quarks, dado el potencial químico  $\mu_i$  para cada partícula involucrada, mediante la siguiente expresión (Prakash et al., 1997):

$$\mu_i = q_{b,i}\mu_B - q_{e,i}(\mu_e - \mu_{\nu_e}), \quad (2.4)$$

donde  $q_{b,i}$  es la carga bariónica y  $q_{e,i}$  es la carga eléctrica de la partícula  $i$ . Para el caso de bariones,  $q_{b,i} = 1$  y para el caso de quarks  $q_{b,i} = 1/3$ . Mediante estas condiciones de equilibrio, independientemente de la cantidad de especies de partículas que se incluyan en el modelo, resultan solo tres grados de libertad para los potenciales químicos, representados por el potencial químico bariónico,  $\mu_B$ , el potencial químico electrónico,  $\mu_e$ , y el potencial químico de los neutrinos electrónicos,  $\mu_{\nu_e}$ .

En el caso en el que estemos trabajando con ENs frías, bajo la hipótesis de temperatura cero, los neutrinos no están presentes -porque, en este régimen, el camino libre medio de los neutrinos es mayor que el radio de la EN y la estrella se desleptoniza (Vidaña et al., 2003)-, el grado de libertad  $\mu_{\nu_e}$  desaparece y la condición de equilibrio, dada en la ecuación (2.4), se simplifica,

$$\mu_i = q_{b,i}\mu_B - q_{e,i}\mu_e. \quad (2.5)$$

Las otras condiciones que se imponen para estos objetos son la conservación del número bariónico y la neutralidad de carga eléctrica local, en toda la estrella. La condición de conservación de número bariónico se expresa mediante la relación

$$\sum_i q_{b,i}n_i = n_B, \quad (2.6)$$

donde la suma es sobre todas las especies de bariones o quarks presentes y donde se define la densidad numérica bariónica,  $n_B$ . La neutralidad de carga eléctrica se expresa mediante la relación

$$\sum_i q_{e,i}n_i + \sum_l q_{e,l}n_l = 0, \quad (2.7)$$

donde la primer suma también es sobre todas las especies de bariones o quarks presentes y la segunda suma es sobre los leptones.

Como ya fue anticipado en la sección 1.3, estamos interesados en estudiar la posibilidad de que en el interior de las ENs ocurra una transición de fase de materia hadrónica a un plasma de quarks y gluones. Para poder abordar este mecanismo es necesario plantear las condiciones que se tienen que dar para que la transición de fase ocurra (Callen, 1985; Zemansky y Dittman, 1997; Glendenning, 1992). En nuestro caso, debemos estudiarlas teniendo en cuenta la energía libre de Gibbs,

$$G(P, T, N_i) = U + PV - TV = \sum_i N_i \mu_i. \quad (2.8)$$

En este sentido, la transición de fase de primer orden ocurre cuando la primer derivada de la energía libre de Gibbs se vuelve discontinua. Consecuentemente, las cantidades termodinámicas que surgen como derivadas primeras de este potencial termodinámico, como la entropía o el volumen, experimentan un salto abrupto durante la transición de fase. De la misma manera, las propiedades asociadas a las segundas derivadas del potencial, como el calor específico, divergen en la transición de fase.

En el caso particular de un material compuesto por una única especie de partícula, se suele estudiar la energía libre de Gibbs por unidad de mol,  $g = G/N$  (Callen, 1985), que coincide con el potencial químico del sistema,  $g = \mu$ . En este caso, se plantea que la transición de fase se dará cuando ambas fases estén en equilibrio químico, térmico y mecánico (Glendenning, 1992):

$$\mu_1 = \mu_2, T_1 = T_2, P_1 = P_2.$$

En caso contrario, cuando no exista este escenario de equilibrio entre las fases, la fase favorecida será aquella que tenga menor energía de Gibbs por unidad de mol.

En nuestro caso, en el cual existe más de una especie de partícula, este planteo no es directamente aplicable, pero cuando consideramos los vínculos que surgen de imponer las condiciones de equilibrio- $\beta$ , neutralidad de carga eléctrica y conservación del número bariónico, se puede realizar un tratamiento análogo. Desarrollando la sumatoria sobre todas las especies de partículas presentes que aparece en la ecuación (2.8), se obtiene que

$$G(P, T, N_i) = \mu_B N_B + \mu_{\nu_e} N_L, \quad (2.9)$$

donde  $N_L = N_e + N_{\nu_e}$  es el número de leptones electrónicos. De esta manera, la energía de Gibbs molar en nuestro caso será,

$$g = \mu_B + \mu_{\nu_e} Y_L, \quad (2.10)$$

donde  $Y_L = N_L/N_B$  es la abundancia leptónica. En este caso, la transición de fase estará dada por las condiciones,

$$g_1 = g_2, T_1 = T_2, P_1 = P_2.$$

En el caso que estemos trabajando con objetos a temperatura cero, como ocurre con todos los estadios de las ENs salvo para los primeros minutos posteriores a su formación, el estudio de la transición de fase se simplifica y se reduce a pedir que entre ambas fases se cumpla la condición,

$$\mu_1 = \mu_2, P_1 = P_2.$$

En otras palabras, se puede estudiar, para cada fase, la curva que se establece en el plano  $P - \mu_B$  y ubicar la transición de fase en el punto donde ambas curvas se crucen.

Finalmente, es necesario modelar adecuadamente la interfase hadrón-quark en el interior de la estrella. Se ha sugerido que podría existir una fase mixta hadrón-quark en la cual coexistan ambas fases (ver Orsaria et al. (2014) y referencias allí mencionadas). En esta fase mixta, la densidad de energía y la presión aumentan monótonamente, a medida que la densidad aumenta entre la fase de hadrones y la fase de quarks puras. Además, la neutralidad de carga eléctrica se conserva globalmente, de manera que en esta fase los hadrones y quarks tienen un fondo de leptones compartido. Por otro lado, existe la posibilidad de que esta fase mixta no aparezca y la transición de fase ocurra abruptamente. En este caso, si bien en la interfase el equilibrio termodinámico se satisface, ocurre una discontinuidad en la densidad de energía. Para poder determinar cuál de los dos escenarios resulta favorecido, es necesario calcular el valor de la tensión superficial entre ambas fases. Sin embargo, este valor, y por lo tanto la naturaleza de esta transición de fase, resulta aún incierto: el cálculo de esta cantidad

resulta dependiente del modelo utilizado y diversos autores lo han estimado y han obtenido discrepancias significativas en el valor obtenido (ver [Lugones et al. \(2013\)](#); [Lugones y Grunfeld \(2017\)](#) y referencias allí mencionadas).

Considerando estas discrepancias, en esta tesis asumimos como hipótesis que la tensión superficial en la interfase hadrón-quark es tal que una transición abrupta es el escenario favorable para el desconfinamiento de la materia de quarks en el interior de la EN. ([Alford et al., 2015](#); [Ranea-Sandoval et al., 2016](#)). En este escenario, conocido como *construcción de Maxwell*, tendremos una transición isobárica con una sola carga conservada, el potencial químico bariónico. En consecuencia, dicha transición queda determinada exclusivamente por la intersección de las curvas asociadas a cada fase en el plano  $P - \mu_B$ .

En este punto, antes de continuar con otros aspectos del problema, resulta pertinente explicitar cierta terminología que se utiliza para caracterizar a las EdEs y que utilizamos a lo largo de esta tesis. Se dice que una EdE es más *dura* que otra EdE si, para una dada densidad de energía, posee un valor mayor para la presión; en este caso, si una EdE es más dura, la materia resulta menos compresible. Caso contrario, cuando la presión es menor para una dada densidad de energía, se dice que la EdE es más *blanda* o *suave* y, en este caso, la materia resulta más compresible.

### 2.1.2. Modelos para la materia densa

Tal como se anticipó en la [Introducción](#), modelaremos a las ENs como EHs. Para ello, debemos construir una EdE que incluya la posibilidad de que ocurra una transición de fase hadrón-quark. Por otro lado, la estratificación en capas de la EH permite abordar el problema de manera escalonada, estudiando las propiedades de la materia en distintos rangos de densidades. En este sentido, las sucesivas capas, con sus respectivas propiedades y modelos que utilizaremos, puede verse resumida en la tabla [2.1](#), en concordancia con la presentación esquemática de la figura [1.9](#).

En general, los modelos de materia densa se pueden clasificar en aquellos modelos que describen la materia hasta densidades menores que la densidad de saturación nuclear y aquellos modelos que describen la materia para densidades mayores. Por debajo de la densidad de saturación, existen numerosos experimentos que permiten acotar y ajustar los modelos de la materia nuclear. Por lo tanto, hasta la densidad de saturación nuclear, la física de la materia se encuentra razonablemente bien comprendida y los modelos para construir la EdE están bien establecidos. Sin embargo, no es posible alcanzar densidades mayores en los experimentos de los laboratorios terrestres y, por lo tanto, las propiedades de la materia bajo estas condiciones están en debate y no se conoce aún su EdE. En este sentido es que los objetos compactos pueden ser utilizados como laboratorios astrofísicos para estudiar estados de la materia aún desconocidos e imposibles de alcanzar, al menos hasta el momento, en un laboratorio terrestre ([Schmitt, 2010](#)). Por este motivo, se ha especulado con diferentes propuestas, en las cuales en el núcleo de estas estrellas podrían aparecer diversos tipos de materia exótica, como hiperones, kaones, condensados de Bose o materia de quarks ([Alford y Sedrakian, 2010](#); [Bonanno y Sedrakian, 2012](#); [Orsaria et al., 2013](#)). En esta tesis, se considerará la posibilidad de que, en el núcleo de las ENs, ocurra una transición de fase, de primer orden, de materia de hadrones a materia de quarks.

En los siguientes apartados de esta subsección, presentaremos los modelos considerados para la descripción de la materia, donde cada uno de ellos se corresponde con una de las capas que componen las EHs. Sin embargo, la presentación completa de las expresiones matemáticas de cada modelo no se realizará hasta capítulos posteriores, debido a que dichas expresiones varían según el escenario abordado: en el capítulo [3](#), se construye la EdE para el caso de temperatura finita y, en el capítulo [4](#), se construye para el caso de materia magnetizada.

Capa de la EH	Tamaño [km]	Rango de densidades [g/cm <sup>3</sup> ]	Composición	Modelos teóricos
Superficie	~ 0.1	$7.9 < \epsilon < 10^6$	Núcleos atómicos, $e^-$ no-relativistas	FMT (Feynman et al., 1949), BPS (Baym et al., 1971b)
Corteza externa	~ 0.5	$10^6 < \epsilon < 4.3 \times 10^{11}$	Núcleos atómicos, $e^-$ relativistas	BPS (Baym et al., 1971b)
Corteza interna	~ 1	$4.3 \times 10^{11} < \epsilon < 2.5 \times 10^{14}$	Núcleos atómicos pesados ricos en neutrones, neutrones libres superfluidos, $e^-$ relativistas	BBP (Baym et al., 1971a)
Núcleo externo	~ 9	$2.5 \times 10^{14} < \epsilon < ?$	Neutrones, protones, $\mu$ hiperones?, $\mu$ otros bariones?, $e^-, \mu$	Campo medio relativista (Johnson y Teller, 1955; Duerr, 1956; Walecka, 1974)
Núcleo interno	~ 1	$? < \epsilon < ?$	$\mu$ Materia de quarks desconfinada?, $\mu$ superconductividad de color?, $\mu$ hiperones, kaones?, $e^-, \mu$	FCM (Dosch, 1987; Dosch y Simonov, 1988; Simonov, 1988)

**Tabla 2.1.** Capas internas de las EHs y sus propiedades. Cada capa queda determinada por los diferentes regímenes de la materia dependiendo de su densidad (Weber, 1999; Shapiro y Teukolsky, 2008). Los tamaños de cada capa indican solamente un valor aproximado, los valores exactos son aún inciertos y los resultados en la literatura son dependientes de los modelos utilizados. Los signos de interrogación indican los puntos donde la EdE de la materia es aún incierta y donde el trabajo enmarcado en esta Tesis pretende buscar resultados. Si bien existen diversos modelos teóricos en la literatura, los modelos teóricos citados corresponden con los utilizados en esta tesis. En la figura 1.9 puede verse una presentación esquemática de este modelo de estratificación.

### 2.1.2.1. Materia a densidades subnucleares

La superficie de las ENs posee materia compuesta por núcleos atómicos y electrones no relativistas, con una densidad típica correspondiente a la densidad del hierro,  $\rho_{\text{Fe}} \sim 7.9 \text{ g/cm}^3$ . La emisión térmica, observada en rayos-X, se origina en esta capa de la estrella. (Weber, 1999)

La corteza de las ENs se subdivide en corteza externa y corteza interna. Ambas están compuestas por redes cristalinas sólidas de núcleos atómicos y electrones libres. A lo largo de estas cortezas, a medida que la densidad aumenta hacia el interior de la estrella, los electrones se vuelven relativistas y la materia se va *neutronizando*: se forman núcleos cada vez más pesados y con mayor cantidad de neutrones. Esto ocurre hasta una cierta densidad, en la que los núcleos no pueden sujetar más a los neutrones y comienzan a liberarlos. Dicha densidad límite se denomina *densidad de goteo de neutrones*,  $\epsilon_{\text{goteo}} \approx 4.3 \times 10^{11} \text{ g/cm}^3$ , y justamente, a partir de estas densidades, la presencia de neutrones libres se ve favorecida y estos *gotean* fuera de los núcleos atómicos. Esta densidad se alcanza en la corteza interna, por lo que en esta capa comienza a haber, además, materia de neutrones libres (Weber, 1999).

El modelo BPS-BPP desarrollado en los trabajos de Feynman et al. (1949); Baym et al. (1971a,b), permite considerar la materia que compone las ENs en sus capas exteriores, tanto para la superficie y corteza externa, (Shapiro y Teukolsky, 2008)

$$7.9 \text{ g/cm}^3 < \epsilon < 4.3 \times 10^{11} \text{ g/cm}^3,$$

como para la corteza interna,

$$4.3 \times 10^{11} \text{ g/cm}^3 < \epsilon < 2.5 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3.$$

A partir de la densidad de saturación nuclear,  $2.5 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ , se considera el comienzo del núcleo externo de la EN (Shapiro y Teukolsky, 2008).

### 2.1.2.2. Materia hadrónica

Para modelar la materia hadrónica del núcleo externo de las ENs, utilizamos la aproximación de Campo Medio Relativista (RMF, por sus siglas en inglés). Este modelo, presentado en sus versiones originales en los trabajos de Johnson y Teller (1955); Duerr (1956); Walecka (1974), plantea las interacciones entre bariones a través de mesones mediadores. Los mesones propuestos son: el mesón escalar,  $\sigma$ , que describe la atracción entre bariones, el mesón vectorial,  $\omega$ , que describe la repulsión y el mesón isovectorial,  $\rho$ , necesario para modelar la interacción barión-barión en sistemas asimétricos de isospin (Spinella, 2017). Los piones, que juegan un papel fundamental en la interacción de largo alcance entre bariones, no tienen influencia en la aproximación de campo medio por tener paridad impar<sup>1</sup>. Existen otros mesones que describen la interacción entre bariones que poseen quarks  $s$ , pero dada la limitada evidencia experimental para restringir los valores de las constantes de acoplamiento de estos mesones y la ausencia de estos mesones en los modelos utilizados del RMF, no los consideramos en esta tesis (Spinella, 2017).

En términos generales, se puede escribir el lagrangiano del modelo RMF mediante una contribución de distintos términos (Schmitt, 2010)

$$\mathcal{L}_{\text{RMF}} = \mathcal{L}_{\text{bariones}} + \mathcal{L}_{\text{mesones}} + \mathcal{L}_{\text{interacción}} + \mathcal{L}_{\text{auto-int}}, \quad (2.11)$$

<sup>1</sup>En el caso de mesones que resultan impares frente a transformaciones de paridad o de extrañeza, como los piones o los kaones respectivamente, los valores medios de sus estados fundamentales se anulan y por lo tanto no contribuyen en este modelo RMF (Glendenning, 2000).

donde

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{\text{bariones}} &= \sum_b \bar{\psi}_b [i\gamma_\mu \partial^\mu - m_b] \psi_b, \\
 \mathcal{L}_{\text{mesones}} &= \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \boldsymbol{\rho}_\mu \cdot \boldsymbol{\rho}^\mu - \frac{1}{4} \boldsymbol{\rho}_{\mu\nu} \cdot \boldsymbol{\rho}^{\mu\nu}, \\
 \mathcal{L}_{\text{interacción}} &= \sum_b \bar{\psi}_b [-\gamma_\mu [g_{\omega b}(n) \omega^\mu + g_{\rho b}(n) \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}^\mu] + g_{\sigma b}(n) \sigma] \psi_b, \\
 \mathcal{L}_{\text{auto-int}} &= -\frac{1}{3} b_\sigma m_N [g_{\sigma N}(n) \sigma]^3 - \frac{1}{4} c_\sigma [g_{\sigma N}(n) \sigma]^4.
 \end{aligned}$$

Aquí,  $\mathcal{L}_{\text{bariones}}$  y  $\mathcal{L}_{\text{mesones}}$  representan los lagrangianos libres para los bariones y los mesones, respectivamente;  $\mathcal{L}_{\text{interacción}}$  modela las interacciones mesón-barión a través del potencial de Yukawa<sup>2</sup>;  $\mathcal{L}_{\text{auto-int}}$  modela auto-interacciones entre los mesones, en este caso para el mesón  $\sigma$ , a través de términos de auto-interacción cúbicos y/o cuárticos. Dependiendo de los términos de auto-interacción que se considere, se pueden obtener diferentes versiones del modelo.

Partiendo de este lagrangiano, se pueden hallar las ecuaciones para los campos bariónicos y mesónicos a través de las ecuaciones de Euler-Lagrange. Sobre estas ecuaciones es que se realiza la aproximación que da nombre al modelo. Esta aproximación implica reemplazar, en las ecuaciones, a los campos mesónicos,  $\sigma$ ,  $\omega$  y  $\rho$ , por sus respectivos valores de expectación en el estado fundamental,  $\bar{\sigma}$ ,  $\bar{\omega}$  y  $\bar{\rho}$  (Glendenning, 2000). Mediante este tratamiento, las ecuaciones del modelo RMF están dadas por (Schmitt, 2010)

$$\begin{aligned}
 m_\sigma^2 \bar{\sigma} &= \sum_b g_{\sigma b} n_b^s - b_\sigma m_N g_{\sigma N} (g_{\sigma N} \bar{\sigma})^2 - c_\sigma g_{\sigma N} (g_{\sigma N} \bar{\sigma})^3, \\
 m_\omega^2 \bar{\omega} &= \sum_b g_{\omega b} n_b^v, \\
 m_\rho^2 \bar{\rho} &= \sum_b g_{\rho b} (n_B) I_{3b} n_b^v,
 \end{aligned} \tag{2.12}$$

donde  $m_\sigma$ ,  $m_\omega$  y  $m_\rho$  son las masas de los mesones  $\sigma$ ,  $\omega$  y  $\rho$  respectivamente,  $g_{\alpha\beta}$  son las constantes de acoplamiento mesón-barión. Las sumas se realizan sobre todas las especies  $b$  de bariones considerados,  $I_{3b}$  es la componente 3 del isospin,  $n_b^s$  y  $n_b^v$  son, respectivamente, las densidades numéricas escalares y vectoriales para cada barión  $b$  y  $m_n$  es la masa del neutrón.

Del sistema de ecuaciones (2.12), se puede ver que este modelo depende de varios parámetros entre los que se incluyen las masas de los mesones y las constantes de acoplamiento. Se han estudiado varias parametrizaciones distintas en la literatura, incluyendo parametrizaciones que consideran constantes de acoplamiento dependientes de la densidad (Typel y Wolter, 1999; Hofmann et al., 2001; Dutra et al., 2014).

En nuestro caso, al momento de incluir la materia hadrónica como uno de los constituyentes del núcleo de las EHs, hemos utilizado más de una parametrización del RMF. Además, dependiendo del escenario considerado, tal como se verá en los próximos capítulos, hemos incluido diferentes especies de bariones. Si bien, cuando resulte pertinente, se especificarán las condiciones específicas bajo las cuales estamos trabajando, resulta esclarecedor presentar aquí las especies de bariones más relevantes y sus características principales.

En este sentido, el conjunto de los bariones más livianos, aquellos que no contienen ninguno de los quarks más pesados  $c$ ,  $b$  o  $t$ , y, por lo tanto, están favorecidos, desde el punto de vista energético, para estar presentes en el núcleo externo de la estrella, son los nucleones:

<sup>2</sup>Originalmente propuesto en 1935 por el físico japonés Hideki Yukawa para modelar la interacción entre nucleones dentro del núcleo atómico, este potencial, que actúa como un potencial de Coulomb apantallado, se utiliza en la actualidad para modelar interacciones mesón-barión.

neutrones y protones. Sin embargo, otros hadrones, en orden creciente de masa, como los hiperones o las resonancias  $\Delta$ , también podrían estar presentes. Los neutrones, protones e hiperones conforman el *octeto bariónico*, el cual es el conjunto de los bariones conformados por los quarks  $u$ ,  $d$  y  $s$ , con spin  $1/2$  (ver figura 2.1). Dentro de este conjunto se pueden separar el neutrón y el protón, conformados solo por quarks  $u$  y  $d$ , del resto de las partículas del octeto, los denominados hiperones, bariones que contienen al menos un quark  $s$ . Las resonancias  $\Delta$ , conformadas solo por quarks  $u$  y  $d$ , son los cuatro bariones más livianos del *decuplete bariónico*<sup>3</sup>, compuesto por los bariones conformados por los quarks  $u$ ,  $d$  y  $s$  con spin  $3/2$  (ver figura 2.2). Más detalles sobre estos bariones se pueden ver en la tabla 2.2.

Barión	Masa [MeV]	Spin	Carga eléctrica [ $e$ ]	Isospin $I_3$	Quarks
$n$	939.6	$1/2$	0	$-1/2$	$udd$
$p$	938.3	$1/2$	+1	$1/2$	$uud$
$\Lambda$	1115.7	$1/2$	0	0	$uds$
$\Sigma^-$	1197.4	$1/2$	-1	-1	$dds$
$\Sigma^0$	1192.6	$1/2$	0	0	$uds$
$\Sigma^+$	1189.4	$1/2$	+1	1	$uus$
$\Xi^-$	1321.7	$1/2$	-1	$-1/2$	$dss$
$\Xi^0$	1314.9	$1/2$	0	$1/2$	$uss$
$\Delta^-$	1232	$3/2$	-1	$-3/2$	$ddd$
$\Delta^0$	1232	$3/2$	0	$-1/2$	$udd$
$\Delta^+$	1232	$3/2$	+1	$1/2$	$uud$
$\Delta^{++}$	1232	$3/2$	+2	$3/2$	$uuu$

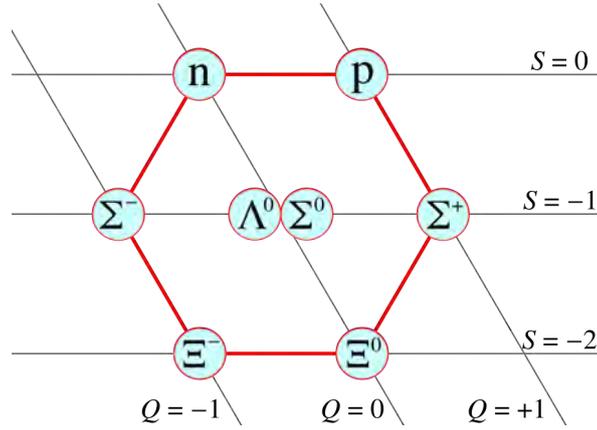
**Tabla 2.2.** Masa, spin, carga eléctrica, componente 3 de isospin y quarks constituyentes de los bariones considerados en esta tesis: el octeto bariónico y las resonancias- $\Delta$ . Valores tomados de Tanabashi et al. (2018).

### 2.1.2.3. Materia de quarks

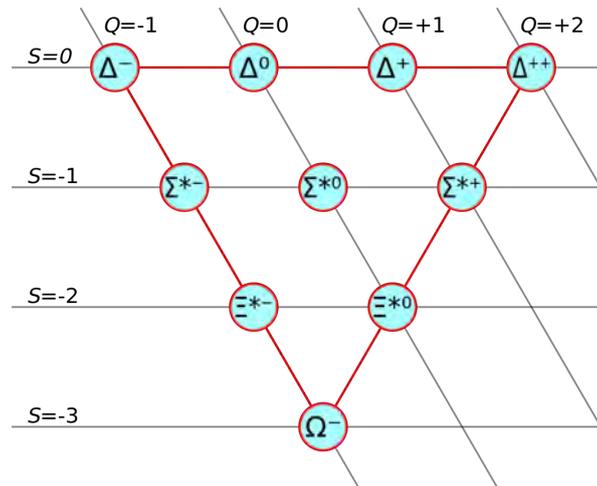
Como ya fue mencionado, en esta tesis construiremos EHs, es decir que consideraremos la posibilidad de que las ENs puedan albergar materia de quarks libre en su núcleo interno. En este marco, trabajaremos con los tres quarks más livianos del Modelo Estándar, los quarks  $u$ ,  $d$  y  $s$  (ver tabla 2.3 para más detalles).

Para describir al plasma de quarks y gluones, por muchos años el modelo más usado ha sido el modelo de bolsa del MIT (Chodos et al., 1974) y el Modelo de Nambu Jona-Lasinio (Nambu y Jona-Lasinio, 1961a,b). Se han implementado además algunas modificaciones a estos modelos con el objetivo de realizar una descripción más adecuada de la materia de quarks a altas densidades en el contexto de EHs (ver Chatterjee y Vidaña (2016) y referencias allí mencionadas). En esta tesis, utilizaremos un modelo efectivo de la QCD denominado Método de Campo Correlacionador (FCM, por sus siglas en inglés) (Dosch, 1987; Dosch y Simonov, 1988; Simonov, 1988), que se ha utilizado recientemente para describir la materia de quarks en

<sup>3</sup>En particular, las resonancias  $\Delta^0$  y  $\Delta^+$  se clasifican como los estados excitados de mayor masa del neutrón y protón, respectivamente, dado que están conformados por los mismos quarks constituyentes.



**Figura 2.1.** Representación del octeto bariónico: bariones formados por quarks  $u$ ,  $d$  y  $s$  de spin  $1/2$ . Las partículas se ordenan en el eje vertical según su grado de *extrañeza*,  $S$  (cantidad de quarks constituyentes  $s$ ), y en el eje diagonal según su carga eléctrica  $Q$ . Además, el eje vertical es un indicador de la masa de las partículas, se acomodan de más livianas a más masivas, de arriba hacia abajo. Imagen tomada de [Wikimedia Commons \(2015a\)](#).



**Figura 2.2.** Idem fig. 2.1 para el decuplete bariónico. En esta tesis consideramos únicamente a las partículas  $\Delta$ . Imagen tomada de [Wikimedia Commons \(2015b\)](#)

Quark	Masa [MeV]	Spin	Carga eléctrica [ $e$ ]
$u$	2.16	$1/2$	$+2/3$
$d$	4.67	$1/2$	$-1/3$
$s$	93.0	$1/2$	$-1/3$

**Tabla 2.3.** Masa, spin y carga eléctrica de los quarks utilizados en esta tesis, los tres quarks más livianos del Modelo Estándar. Valores tomados de [Tanabashi et al. \(2018\)](#).

el interior de EHs ([Plumari et al., 2013](#); [Logoteta y Bombaci, 2013](#); [Burgio y Zappalà, 2016](#)). Este modelo supone que los quarks y gluones interactúan de manera no-perturbativa, a través de la denominada aproximación de *single-line* en el régimen no perturbativo, utilizando para ello los campos correlacionadores de la fuerza fuerte y considerando su interacción con los cam-

pos de vacío (condensados de gluones y condensados de quarks) (Simonov y Trusov, 2007a). De esta forma, el modelo incluye desde sus primeros principios la dinámica del confinamiento. Las fases confinadas y desconfiadas son gobernadas a través de cuatro correlacionadores de campo gaussianos: los correlacionadores de campos eléctricos de color,  $D^E(x)$ ,  $D_1^E(x)$ , y los magnéticos de color,  $D^H(x)$ ,  $D_1^H(x)$ , donde  $x$  representa la distancia quark-antiquark (Dosch, 1987; Kuz'menko et al., 2004). Los campos  $D^E(x)$  y  $D^H(x)$  tienen un origen puramente no perturbativo, mientras que  $D_1^E(x)$  y  $D_1^H(x)$  contienen todos los diagramas perturbativos, pero además contienen contribuciones no perturbativas (Di Giacomo et al., 2002).

Bajo esta aproximación, la función de partición se puede factorizar en un producto de las contribuciones de un gluón y un quark (antiquark), el correspondiente potencial termodinámico puede ser calculado y, en consecuencia, la EdE de la materia de quarks puede ser construida.

Al igual que otros modelos efectivos de la QCD, como el modelo de bolsa del MIT o el modelo Nambu Jona-Lasinio, el FCM cubre por completo el plano  $T - \mu$  del diagrama de fases de la QCD, desde la región de altas temperaturas y altas densidades hasta la región de altas densidades y bajas temperaturas, en la cual se encuentran los objetos compactos que estudiamos en esta tesis (Pereira, 2013).

Las cantidades termodinámicas que surgen del FCM están gobernadas a través de dos parámetros, el condensado gluónico,  $G_2$ , generado por  $D^E(0)$ ,  $D_1^E(0)$ ,  $D^H(0)$  y  $D_1^H(0)$ , y el potencial estático quark-antiquark,  $q\bar{q}$ , de larga distancia,  $V_1$ , generado por  $D_1^E(x)$ , (Simonov y Trusov, 2007a). A pesar de que la aproximación *single-line* inhibe la interacción quark-gluón, existe una interacción fuerte de quarks y gluones con el campo de vacío no perturbativo (Nefediev et al., 2009). De esta manera, utilizando las contribuciones de quarks y gluones simples en el GP termodinámico, la presión de quarks,  $P_q$ , está dada por (Simonov y Trusov, 2007b,a; Nefediev et al., 2009)

$$P_q = \frac{T^4}{\pi^2} \phi_\nu \left( \frac{\mu_q - V_1/2}{T} \right), \quad (2.13)$$

donde

$$\phi_\nu(a) = \int_0^\infty du \frac{u^4}{\sqrt{u^2 + \nu^2}} \frac{1}{\exp(\sqrt{u^2 + \nu^2} - a) + 1}, \quad (2.14)$$

con  $\nu = m_q/T$ ,  $\mu_q$  el potencial químico del quark,  $m_q$  la masa desnuda del quark y  $T$  la temperatura; la presión de gluones,  $P_g$ , está dada por

$$P_g = \frac{8T^4}{3\pi^2} \int_0^\infty d\chi \chi^3 \frac{1}{\exp(\chi + \frac{9V_1}{8T}) - 1}. \quad (2.15)$$

Considerando las contribuciones de los quarks  $u$ ,  $d$  y  $s$ , la presión total del plasma de quark-gluones,  $P_{qg}$ , está dada por

$$P_{qg} = \sum_{q=u,d,s} (P_q + P_{\bar{q}}) + P_g + P_{vac}, \quad (2.16)$$

donde,  $P_{\bar{q}}$  es la contribución de los anti-quarks y  $P_{vac}$  es la presión de vacío dada por (Simonov y Trusov, 2007b,a; Nefediev et al., 2009)

$$P_{vac} = -\frac{(11 - 2/3N_f) G_2}{32} \frac{1}{2}, \quad (2.17)$$

donde  $N_f = 3$  es el número de sabores que utilizamos en este modelo.

En los próximos capítulos, dependiendo del problema que abordemos, utilizaremos y desarrollaremos estas expresiones generales para calcular la EdE de quarks libres en nuestros escenarios específicos.

Por otro lado, se ha sugerido que podrían existir otras fases de materia de quarks, fases superconductoras de color, como el estado *color-flavor locked* o el estado *2SC*, más favorables a la estabilidad, debido a la aparición de un condensado de *diquarks* que reduciría la energía del sistema (Alford, 2001; Alford y Rajagopal, 2002; Lugones y Horvath, 2002; Alford et al., 2008; Ranea-Sandoval et al., 2017). En este trabajo de tesis, en el marco del FCM y bajo los escenarios de proto-EH y EH magnetizada, no consideraremos esta posibilidad para la materia de quarks. El estudio de la superconductividad de color en estos contextos resulta, en este sentido, un posible trabajo a futuro.

#### 2.1.2.4. Materia leptónica

Los leptones, al igual que los quarks, son partículas fundamentales de spin 1/2, pero que no forman parte de la interacción fuerte pues no poseen carga de color. Son un tipo de partículas que se encuentran presentes independientemente del estado o fase de la materia hadrónica y por lo tanto las consideramos en todas las capas internas de las estrellas que modelamos.

Leptón	Masa [MeV]	Spin	Carga eléctrica [ $e$ ]
$e^-$	0.511	1/2	-1
$\mu$	105.6	1/2	-1

**Tabla 2.4.** Masa, spin y carga eléctrica de los leptones masivos considerados en esta tesis, electrón,  $e^-$ , y muon,  $\mu$ . En los casos que incluimos los neutrinos electrónicos,  $\nu_e$ , fueron considerados, de acuerdo al Modelo Estándar de partículas, con masa nula. Valores tomados de Tanabashi et al. (2018).

En este trabajo, incluimos los leptones más livianos y abundantes: el electrón,  $e^-$ , el muón,  $\mu$ , y el neutrino electrónico,  $\nu_e$  (ver tabla 2.4 para más detalles). En este caso, realizamos el tratamiento termodinámico a través del modelo de gas de Fermi tradicional, considerando fermiones sin interacciones. El GP para una especie específica de leptón  $l$  y de masa  $m$  resulta (Bednarek, 2007)

$$\tilde{\Omega}_l(T, \mu) = -P_l = -g_s \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty \frac{p^4}{\sqrt{p^2 + m^2}} \frac{1}{1 + \exp[(E - \mu)/T]} dp, \quad (2.18)$$

donde  $g_s$  es el factor de degeneración y  $E = \sqrt{p^2 + m^2}$  es el espectro de energía de la partícula. La presión leptónica total,  $P_L$ , será la suma de las presiones de todas las especies de leptones consideradas,

$$P_L = \sum_l P_l. \quad (2.19)$$

De la misma manera que con las otras familias de partículas, las expresiones específicas se detallarán en los próximos capítulos dependiendo del escenario estudiado.

#### 2.1.3. Sistemas magnetizados

En presencia de un CM,  $B$ , la cantidad de movimiento de una partícula cargada eléctricamente resulta cuantizada en niveles de Landau en la dirección perpendicular a la dirección

local del CM. Consideremos que el CM apunta localmente en la dirección del eje  $z$  y las partículas poseen una carga eléctrica  $q$  y un spin  $s$ . Como resultado de la cuantización de Landau, aparece un número cuántico  $\nu$ , el cual depende del número cuántico del momento angular,  $n$ , y de la proyección del spin,  $\sigma = -s, \dots, +s$ , (Landau y Lifshitz, 1981),

$$\nu = n + \frac{1}{2} - \frac{g}{2} \text{sgn}(q) \sigma, \quad (2.20)$$

donde  $\text{sgn}(x)$  es la función signo y  $g$  es el momento magnético adimensional. En este trabajo, adoptamos el valor  $g = 2$  para partículas de spin  $1/2$ , tal como se realiza en trabajos similares (Broderick et al., 2000; Dexheimer et al., 2012; Strickland et al., 2012). Para partículas de spin  $3/2$ , adoptamos el valor  $g = 2/3$  (Belinfante, 1953; Torres del Castillo y Velázquez Castro, 2004). El momento transversal al CM -la dirección en la cual se cuantiza la cantidad de movimiento de la partícula- está dado por

$$k_{\perp}^2 = 2\nu|q|B, \quad (2.21)$$

y el espectro de energía resulta

$$E = \sqrt{k_z^2 + \bar{m}^2(\nu)}, \quad (2.22)$$

donde  $\bar{m}^2(\nu) = m^2 + 2\nu|q|B$ . Como consecuencia, la componente  $z$  del momento de Fermi se expresa como

$$k_{F,z}(\nu) = \sqrt{\mu^2 - 2\nu|q|B - m^2}. \quad (2.23)$$

Para que el valor de  $k_{F,z}$  sea real, se debe imponer  $\nu \leq \nu_{\max}$ , donde

$$\nu_{\max} = \left\lfloor \frac{\mu^2 - m^2}{2|q|B} \right\rfloor, \quad (2.24)$$

donde  $\lfloor x \rfloor$  es el mayor número entero menor o igual que  $x$ .

Considerar el efecto de la cuantización de Landau en las cantidades termodinámicas, implica realizar el siguiente reemplazo en las integrales termodinámicas,

$$\frac{1}{(2\pi)^3} \int \dots d^3k \longrightarrow \frac{|qB|}{2\pi^2} \sum_{-s}^{+s} \sum_{n=0}^{\nu \leq \nu_{\max}} \int_0^{k_{F,z}(\nu)} \dots dk_z. \quad (2.25)$$

Además, modelar la presencia de un CM implica agregar un nuevo grado de libertad al potencial termodinámico considerado. En nuestro caso, el GP termodinámico se modifica tal que (Callen, 1985)

$$\tilde{\Omega}(T, \mu_i, B) = \epsilon - sT - \sum_i n_i \mu_i - \mathcal{M}B, \quad (2.26)$$

donde  $\mathcal{M}$  es la magnetización de la materia, la cual, construyendo el GP, se puede calcular mediante la relación

$$\mathcal{M} = -\partial \tilde{\Omega} / \partial B|_{T, \mu_B}. \quad (2.27)$$

## 2.2. Macrofísica

Una vez obtenida la EdE de la materia híbrida, podemos pasar a la faceta de la macrofísica. En este sentido, debemos plantear y desarrollar los modelos que permitan estudiar las ENs como objetos astrofísicos. En primer lugar, las ENs son los objetos astrofísicos con mayor densidad conocidos. Como tales, el tratamiento que se aplique sobre ellos, a diferencia de las estrellas convencionales y las enanas blancas, debe ser relativista. Además, a pesar del

escaso conocimiento, que se ha obtenido observacionalmente, acerca de las propiedades de la estructura interna de estos objetos, debido a su pequeño tamaño y su débil luminosidad, las recientes y futuras observaciones de ondas gravitacionales abren la puerta para realizar nuevas predicciones contrastables. De esta manera, existen una serie de cantidades macroscópicas que surgen como resultados de los modelos propuestos y que podrían funcionar como predicciones, para verificarlos o descartarlos, teniendo en cuenta las restricciones impuestas por las observaciones.

### 2.2.1. Ecuaciones TOV

A lo largo de la tesis, tomaremos como hipótesis que las ENs son objetos estáticos y con simetría esférica. Además, al trabajar con un objeto aislado, supondremos que por fuera de la estrella hay vacío. En el marco de la teoría de Relatividad General, la métrica más general que describe los objetos con estas características está dada por (Glendenning, 2000)

$$ds^2 = -e^{2\nu(r)} dt^2 + e^{2\lambda(r)} dr^2 + r^2 d\Omega^2, \quad (2.28)$$

donde  $d\Omega^2 = d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2$ . Para el región vacía exterior a la estrella,  $r > R$ , esta métrica toma la forma de la métrica de Schwarzschild (Glendenning, 2000):

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2GM}{r}\right) dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{r}\right)^{-1} dr^2 + r^2 d\Omega^2, \quad (2.29)$$

donde  $G$  es la constante de gravitación universal y  $M$  es la masa gravitacional total del objeto. En nuestro caso, el radio de Schwarzschild,  $r_s = 2GM$ , no tiene especial importancia, pues esta métrica solo es válida como solución fuera del objeto y  $r_s$  quedará por dentro del objeto.

Para calcular la estructura estelar necesitamos estudiar la métrica en el interior del objeto. Si se plantean las ecuaciones de Einstein para esta métrica junto con un tensor energía-momento,  $T_{\mu\nu}$ , de un fluido ideal estático,

$$T_{\mu\nu} = \text{diag}(\epsilon, P, P, P) \quad (2.30)$$

donde  $\epsilon$  es la densidad de energía y  $P$  la presión, se llega a las ecuaciones de estructura de Tolmann-Oppenheimer-Volkoff (TOV) (Glendenning, 2000):

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm(r)\epsilon(r)}{r^2} \frac{[1 + P(r)/\epsilon(r)][1 + 4\pi r^3 P(r)/m(r)]}{1 - 2Gm(r)/r}, \quad (2.31)$$

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \epsilon(r), \quad (2.32)$$

donde  $P(r)$  y  $\epsilon(r)$  son la presión y densidad de energía en el radio  $r$  y  $m(r)$  es la masa encerrada en una esfera de radio  $r$ .

Las ecuaciones (2.31) y (2.32) constituyen las ecuaciones de equilibrio hidrostático relativista para un objeto con simetría esférica. Resolverlas permite construir configuraciones estáticas de objetos compactos. Para ello, es necesario, por un lado, incluir la condición de borde en el centro de la estrella,  $r = 0$ ,

$$m(r = 0) = 0; \quad (2.33)$$

además, el radio para el cual se cumple  $P = 0$  determina el radio total de la estrella,  $r = R$ , condición que se resumen en la expresión

$$P(r = R) = 0. \quad (2.34)$$

Por otro lado, resolver las ecuaciones (2.31) y (2.32) requiere incluir la EdE de la materia,  $P = P(\epsilon)$ . Este es el punto donde la microfísica, descrita por los modelos presentados en las secciones 2.1.2, se acopla con la macrofísica y produce resultados a nivel astronómico.

De esta manera, resolver las ecuaciones (2.31) y (2.32), junto con las condiciones de borde (2.33) y (2.34) y dado un valor inicial para la densidad de energía central  $\epsilon_c = \epsilon(r = 0)$ , nos permite obtener una configuración estacionaria en equilibrio hidrostático. En otras palabras, existe una relación unívoca entre la masa,  $M$ , el radio,  $R$ , y la densidad de energía central de un objeto compacto. Por lo tanto, dada una EdE específica, las ecuaciones TOV se integran considerando, como condición inicial, un amplio rango de densidades centrales y, de esta manera, se obtiene una familia de configuraciones en equilibrio hidrostático, donde cada estrella de dicha familia tiene una masa y un radio distinto.

### 2.2.2. Criterios de estabilidad

La estabilidad de una estrella en equilibrio hidrostático puede ser determinada a través del análisis de la respuesta de la estrella a perturbaciones radiales (Chandrasekhar, 1964). Cuando una estrella *estable* es perturbada, los elementos de fluido a lo largo del interior de la estrella oscilan alrededor de su posición de equilibrio, comprimiéndose y expandiéndose periódicamente. Por el contrario, pequeñas perturbaciones crecen indefinidamente en el caso que la estrella sea *inestable*, dando lugar al colapso del objeto o a su ruptura<sup>1</sup>.

En el caso de estrellas híbridas, para analizar la estabilidad se debe prestar especial atención a los elementos de fluido en el vecindario de la interfase hadrón-quark. A medida que el fluido oscila, la presión se vuelve intermitentemente más grande o más pequeña que la presión de transición de fase. La transición de fase hadrón-quark es un mecanismo complejo que involucra interacciones fuertes, efectos de superficie y de curvatura, efectos de apantallamiento de Coulomb<sup>2</sup>, etc. (ver Lugones y Grunfeld (2017) y referencias allí mencionadas). Por lo tanto, un elemento de fluido oscilando alrededor de la presión de transición no necesariamente experimentará una transición de fase. La probabilidad de que tal transición ocurra depende del *tiempo de nucleación de la materia de quarks*<sup>3</sup>, que resulta una cantidad modelo-dependiente, con un valor incierto (ver Bombaci et al. (2016); Lugones (2016); Lugones y Grunfeld (2017) y referencias allí mencionadas). Con el objetivo de analizar la estabilidad de EHS, tendremos en cuenta dos casos límite: las transiciones de fase *lentas* y las *rápidas*. Transiciones de fase lentas (los tiempos característicos de nucleación son más grandes que los períodos asociados a las perturbaciones radiales) implican que los elementos de volumen en la interfase se estiren y se compriman sin cambiar de fase. Las transiciones rápidas, en cambio, implican una conversión cuasi inmediata de una fase a otra de los elementos de volumen en la vecindad de la interfase. Cuando se introduce este tipo de procesos en contextos estelares, el tipo de transición de fase afectará el comportamiento del valor del radio de la estrella donde se ubica la interfase hadrón-quark. En el caso de transiciones lentas, el valor del radio de la interfase oscila junto con las oscilaciones de la estrella. En el caso de las transiciones rápidas, justamente debido a la transición cuasi inmediata, el radio de la interfase se mantiene en un valor constante, a pesar de las oscilaciones de la estrella (Haensel et al., 1989; Pereira et al., 2018).

<sup>1</sup>Dado que este estudio perturbativo se realiza a orden lineal, estas afirmaciones son ciertas salvo potenciales efectos no lineales, los cuales podrían contribuir de maneras no estimadas.

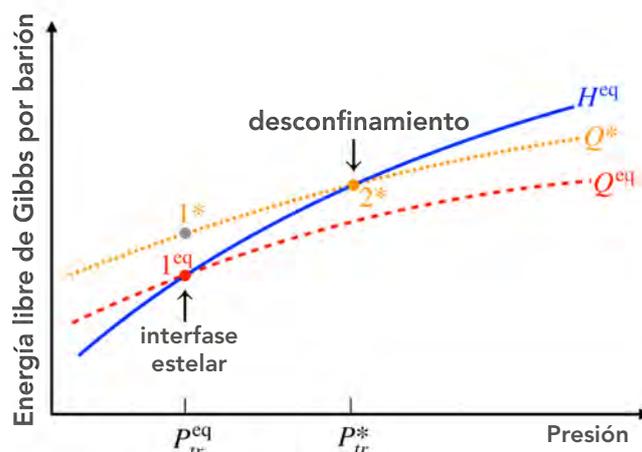
<sup>2</sup>El apantallamiento de Coulomb es un fenómeno que ocurre en sistemas donde la presencia de algún material, e.g. material dieléctrico, o de un gas de partículas cargadas eléctricamente, e.g. electrones, apantalla la interacción electrostática coulombiana de larga distancia entre partículas, e.g. protones, sumergidas en dicho medio.

<sup>3</sup>El tiempo de nucleación de la materia de quarks es el tiempo característico que la materia de quarks, en condiciones de inestabilidad, tarda en reagruparse formando hadrones

Desde un punto de vista microscópico, es necesario analizar la conversión hadrón-quark para los elementos de fluido perturbados en la interfase. Este análisis permitirá caracterizar mejor los escenarios en los cuales ocurre la transición de fase y los motivos que determinan que esta sea rápida o lenta. La interfase se encuentra en principio a cierta presión  $P_{tr}^{eq}$ , en la cual las energías libres de Gibbs por barión de la materia hadrónica ( $H^{eq}$ ) y de la materia de quarks ( $Q^{eq}$ ) son iguales (ver figura 2.3). Ambas fases ( $H^{eq}$  y  $Q^{eq}$ ) están, individualmente, en equilibrio químico bajo interacciones débiles. Para presiones menores que  $P_{tr}^{eq}$ , se encuentra favorecida la fase  $H^{eq}$  debido a su menor energía libre; por el contrario, para presiones por encima de  $P_{tr}^{eq}$ , es favorecida la fase  $Q^{eq}$ . Consideremos un pequeño grumo de materia hadrónica en las cercanías de la interfase, en equilibrio en la fase hadrónica. Si la estrella no es perturbada, este grumo se encuentra en equilibrio térmico, mecánico y químico, como cualquier otro elemento de fluido dentro de la estrella. En particular, el equilibrio químico bajo interacciones débiles determina unívocamente la abundancia de todas las especies de bariones y leptones. Cuando este pequeño grumo hadrónico es perturbado radialmente, se desplaza hacia la fase de quarks, la cual se encuentra a una presión levemente por encima de  $P_{tr}^{eq}$  (ver figura 2.3). En esta nueva posición, este grumo está sometido a una sobrepresión, que puede convertir hadrones en quarks si el estado de materia desconfina de quarks tiene una energía libre de Gibbs por barión menor. Sin embargo, dado que el desconfinamiento está regulado por las interacciones fuertes, las abundancias de quarks y leptones de la materia de quarks recién desconfina están determinadas por la composición de la fase hadrónica de la cual proviene el grumo; más específicamente, determinadas por las condiciones de conservación de sabor detalladas en los trabajos de Olesen y Madsen (1994) y Lugones y Benvenuto (1998). Como consecuencia de esto, este grumo recién convertido estará fuera de equilibrio químico, y no podrá ser ubicado a lo largo de la curva  $Q^{eq}$  de la figura 2.3. Diferentes modelos calculados en los trabajos de Olesen y Madsen (1994); Lugones y Benvenuto (1998); Iida y Sato (1998); Bombaci et al. (2004); Lugones y Grunfeld (2011) muestran que, si la materia de quarks se forma bajo las condiciones de conservación de sabor mencionadas, alrededor de la presión  $P_{tr}^{eq}$ , entonces su estado puede representarse por el punto  $1^*$  sobre la curva  $Q^*$ , el cual está siempre sobre el punto  $1^{eq}$  con coexistencia de fases en equilibrio químico (ver figura 2.3). Dado que la transición al punto  $1^*$  es energéticamente inviable, el grumo hadrónico perturbado se moverá hacia la derecha a lo largo de la curva sólida azul de la figura 2.3. Una transición de fase ocurrirá si el grumo es capaz de alcanzar el punto  $2^*$ , donde la energía libre de  $H^{eq}$  and  $Q^*$  son iguales. Por lo tanto, la transición de fase será rápida si las presiones  $P_{tr}^{eq}$  y  $P_{tr}^*$  se encuentran suficientemente cerca entre sí, y será lenta si resultan estar suficientemente alejadas. Un razonamiento análogo a este resulta válido para la conversión de un grumo de quarks a materia de hadrones en la interfase.

Como los cálculos de la EdE para materia densa desde primeros principios no se encuentran resueltos, aún no existe una respuesta concluyente respecto a la naturaleza, rápida o lenta, de la transición de fase. Sin embargo, resultados numéricos utilizando diferentes modelos fenomenológicos muestran que los tiempos de nucleación resultan extremadamente grandes comparados con los períodos asociados a las oscilaciones radiales, sugiriendo fuertemente que la conversión hadrón-quark en la interfase podría ser lenta (Iida y Sato, 1998; Bombaci et al., 2004; Lugones y Grunfeld, 2011).

En este escenario de transiciones lentas y rápidas, la estabilidad de los objetos compactos se estudia calculando los modos de oscilación radiales. Al analizar el espectro de frecuencias de las oscilaciones radiales de un objeto estelar con simetría esférica se puede ver que, si la frecuencia del modo fundamental es un número real ( $\omega_0^2 > 0$ ), entonces cualquier perturbación radial en la estrella producirá desplazamientos oscilatorios en el fluido y la estrella resultará dinámicamente estable (Chandrasekhar, 1964). Afortunadamente, en muchos casos, una con-



**Figura 2.3.** Representación esquemática de la energía libre de Gibbs por barión de la materia hadrónica y de quarks en equilibrio químico bajo interacciones débiles ( $H^{\text{eq}}$  y  $Q^{\text{eq}}$  respectivamente), y de la materia de quarks recién desconfinada fuera de equilibrio químico ( $Q^*$ ). La fase  $Q^*$  tiene la misma composición de sabor que  $H^{\text{eq}}$  a igual presión (ver Olesen y Madsen (1994); Lugones y Benvenuto (1998); Iida y Sato (1998); Bombaci et al. (2004); Lugones y Grunfeld (2011)). El proceso de conversión es rápido si las presiones  $P_{tr}^{\text{eq}}$  y  $P_{tr}^*$  son cercanas entre sí. Si no, la conversión será lenta. Imagen adaptada de Mariani et al. (2019)

dición de equilibrio mucho más simple puede ser obtenida a partir de la anterior. De hecho, es conocido el resultado que afirma que una estrella fría con simetría esférica, en equilibrio termodinámico e hidrostático y con una EdE con una sola fase es inestable si se cumple que

$$\partial M / \partial \epsilon_c < 0, \quad (2.35)$$

donde  $M$  es la masa total de la estrella y  $\epsilon_c$  su densidad central (Harrison et al., 1965). Este resultado indica que, dada una familia de estrellas construidas a partir de una determinada EdE, la última estrella estable de la familia, antes de que comience una rama de estrellas inestables, sea la estrella de masa máxima. Sin embargo, este resultado no es necesariamente válido si la estrella aún no se encuentra en equilibrio termodinámico (Gourgoulhon et al., 1995) o si el sistema contiene múltiples fases separadas por transiciones de fase abruptas (Haensel et al., 1989; Pereira et al., 2018; Pereira y Lugones, 2019). En particular, se ha mostrado en el trabajo de Pereira et al. (2018) que el criterio de estabilidad tradicional de la ecuación (2.35) sigue siendo válido en los casos que las transiciones de fase sean rápidas, pero deja de serlo para transiciones de fase lentas. De hecho, en el caso de transiciones de fase lentas, la frecuencia del modo fundamental puede ser un número real, indicando estabilidad, incluso para algunas configuraciones que cumplen  $\partial M / \partial \epsilon_c < 0$ . Por lo tanto, para transiciones de fase lentas, nuevas configuraciones de estrellas estables pueden aparecer además de las configuraciones tradicionalmente estables.

Para determinar las configuraciones de equilibrio estable en el caso de transiciones lentas es necesario calcular el modo de oscilación fundamental para cada configuración de equilibrio. Sin embargo, dado que las estrellas inestables están caracterizadas por frecuencias puramente imaginarias ( $\omega_0^2 < 0$ ), para estudiar la estabilidad es necesario concentrarse en el caso  $\omega_0^2 = 0$ . Con este fin, se puede fijar  $\omega = 0$  en las ecuaciones de oscilación radiales. Para el desplazamiento radial del fluido,  $\xi = \Delta r / r$ , y para la correspondiente perturbación lagrangiana de la

presión,  $\Delta P$ , estas ecuaciones resultan (Pereira et al., 2018)

$$\frac{d\xi}{dr} = V(r)\xi + W(r)\Delta P, \quad (2.36)$$

$$\frac{d\Delta P}{dr} = X(r)\xi + Y(r)\Delta P. \quad (2.37)$$

donde los coeficientes están dados por

$$V(r) = -\frac{3}{r} - \frac{dP}{dr} \frac{1}{(P + \epsilon)}, \quad (2.38)$$

$$W(r) = -\frac{1}{r} \frac{1}{\Gamma P}, \quad (2.39)$$

$$X(r) = -4\frac{dP}{dr} + \left(\frac{dP}{dr}\right)^2 \frac{r}{(P + \epsilon)} - 8\pi e^\lambda (P + \epsilon) P r, \quad (2.40)$$

$$Y(r) = \frac{dP}{dr} \frac{1}{(P + \epsilon)} - 4\pi (P + \epsilon) r e^\lambda, \quad (2.41)$$

donde la función  $\lambda(r)$  es la función de la métrica estática y con simetría esférica, presentada en la ecuación (2.28), y  $\Gamma$  es el índice adiabático, dado por  $\Gamma = (n_B/P)(dP/dn_B)$ .

Para resolver estas ecuaciones es necesario imponer condiciones de juntura en la interfase. La naturaleza de la transición de fase puede ser expresada a través de dichas condiciones de juntura con condiciones matemáticamente simples sobre las variables de desplazamiento radial del fluido,  $\xi$ , y sobre la correspondiente perturbación lagrangiana de la presión,  $\Delta P$ , en la interfase (Pereira et al., 2018). En el caso de transiciones lentas, el salto en  $\xi$  y  $\Delta P$  a lo largo de la interfase debe ser siempre nulo,

$$[\xi_s]^\pm \equiv \xi_s^+ - \xi_s^- = 0, \quad [\Delta P]^\pm \equiv \Delta P^+ - \Delta P^- = 0, \quad (2.42)$$

donde  $^+$  y  $^-$  representan los valores de las funciones de un lado y otro de la interfase, producto de la transición abrupta. Para transiciones rápidas se tiene que

$$[\xi_r]^\pm = \Delta P \left[ \frac{1}{P_0} \right]^\pm, \quad [\Delta P]^\pm = 0, \quad (2.43)$$

donde  $P'_0 \equiv dP_0/dr$  es el gradiente para la presión no perturbada en la interfase.

A partir de las ecuaciones (2.36) y (2.37) y de las condiciones (2.42) o (2.43), según sea el caso, es posible determinar las propiedades de la estrella para la cual la frecuencia del modo radial fundamental es nula. Debido a que, en este nuevo escenario, esta estrella no es la estrella con masa máxima, la denominamos *configuración terminal*, y a su masa, *masa terminal*,  $M_T \equiv M(\omega_0^2 = 0)$ . Para determinar  $M_T$ , se deben resolver las ecuación (2.36)-(2.37) simultáneamente con las ecuaciones TOV (2.31)-(2.32) para una dada densidad de energía central y utilizar las condiciones iniciales para  $\xi$  y  $\Delta P$ ,

$$\xi(0) = \text{constante}, \quad \Delta P(0) = -3\Gamma(0)P(0)\xi(0). \quad (2.44)$$

Al llegar a la superficie de la estrella, en general  $\Delta P(0)$  no será cero, dado que, al considerar forzosamente  $\omega = 0$ , no estamos resolviendo el *problema de Sturm-Liouville*<sup>4</sup>. Barriendo

<sup>4</sup>Se denomina *problema de Sturm-Liouville* al escenario donde se tiene una ecuación diferencial ordinaria de segundo orden, con una forma particular, en la que se establece un problema de autovalores, y con condiciones de contorno. En estos casos, la solución consiste en hallar tanto la familia de funciones que satisfacen la ecuación diferencial, las *autofunciones*, como los *autovalores* asociados.

diversos valores de la densidad de energía central, se puede hallar alguna configuración que efectivamente verifique la condición  $\Delta P = 0$  en la superficie de la estrella. Esta configuración será *terminal* si y solo si la función  $\xi(r)$  correspondiente no posee nodos dentro de la estrella. Si  $\xi(r)$  tiene algún nodo, significa que, para esa configuración, la estabilidad de algún modo excitado está cambiando (estabilizándose o desestabilizándose).

### 2.2.3. Masa bariónica

En general, hasta aquí hemos utilizado el término *masa*,  $M$ , para referirnos específicamente a la masa gravitacional, dada por

$$M = M_G = \int_0^R 4\pi r^2 \epsilon(r) dr. \quad (2.45)$$

A lo largo de esta tesis, en los casos donde no se especifica explícitamente, esta será la definición que le asignamos a este término. Sin embargo, veremos que, en ciertos contextos, resulta de utilidad escribirlo explícitamente mediante el símbolo de masa gravitacional,  $M_G$ , para diferenciarla de la masa bariónica,  $M_B$ , dada por

$$M_B = m_N \int_0^R \frac{4\pi r^2 n_B(r)}{[1 - 2Gm(r)/r]^{1/2}} dr, \quad (2.46)$$

donde  $m_N$  es la masa del nucleón y  $n_B(r)$  es la densidad numérica bariónica. La masa bariónica representa la masa que sumarían individualmente las numerosas partículas que conforman la estrella si estuvieran aisladas unas de otras. (Glendenning, 2000).

De acuerdo con el trabajo de Bombaci (1996), cuando existe un proceso de evolución dinámico en esta clase de objetos, resulta de utilidad recurrir al concepto de masa bariónica. Esto es así pues, para un objeto compacto aislado, resulta razonable suponer que  $M_B$  es una cantidad que se mantiene constante a lo largo de toda la evolución, mientras que  $M_G$  no necesariamente lo hace. En este sentido, cuando estudiamos procesos evolutivos, el plano  $M_G - M_B$  provee una manera adecuada para estudiar la evolución y la estabilidad de estos objetos. En esta tesis, veremos en los próximos capítulos que la naturaleza de los procesos evolutivos abordados serán variados, pero que este enfoque resulta aplicable en todos los casos.

### 2.2.4. Deformabilidad de marea

La deformabilidad de marea,  $\lambda$ , de un objeto compacto es una magnitud que, en términos cualitativos, cuantifica la deformación cuadrupolar del objeto como respuesta a los efectos de marea de un campo gravitatorio externo. En nuestro caso de interés, el campo gravitatorio externo estaría producido por una estrella compañera binaria. En particular, esta magnitud resulta de especial importancia en la astronomía de ondas gravitacionales de ENs, dado que determina la señal de la onda antes de la colisión, en el proceso de fusión de dos ENs. En este sentido, los resultados obtenidos, provenientes de analizar la señal del evento GW170817, han puesto fuertes restricciones en la deformabilidad de marea adimensional,  $\Lambda$ , para una EN de  $1.4 M_\odot$ ,  $\Lambda_{1.4} \leq 800$  (Abbott et al., 2017; Annala et al., 2018; Most et al., 2018; Raithel et al., 2018). Por este motivo, el cálculo de esta magnitud resulta de especial relevancia para la contrastación de los modelos con los datos observacionales.

A orden lineal,  $\lambda$  está relacionada con el número de Love adimensional,  $k_2$ , asociado a las perturbaciones cuadrupolares,  $\ell = 2$ ,

$$\lambda = \frac{2}{3} k_2 R^5. \quad (2.47)$$

Finalmente, la deformabilidad de marea adimensional,  $\Lambda$ , se define como

$$\Lambda = \lambda/M^5. \quad (2.48)$$

Los detalles relacionados con los cálculos involucrados en la obtención de  $\Lambda$  para modelos estelares con discontinuidades abruptas en sus perfiles de densidad de energía se pueden ver en el trabajo de [Han y Steiner \(2018\)](#). En dicho trabajo se establece que  $k_2$  se puede expresar en términos del parámetro de compacticidad,  $\beta = M/R$ ,

$$k_2 = \frac{8\beta^5}{5}(1 - 2\beta)^2[2 + 2\beta(y - 1) - y] \times \{2\beta[6 - 3y + 3\beta(5y - 8)] + \quad (2.49)$$

$$+ 4\beta^3[13 - 11y + \beta(3y - 2) + 2\beta^2(1 + y)] + 3(1 - 2\beta)^2[2 - y + \quad (2.50)$$

$$+ 2\beta(y - 1)] \ln(1 - 2\beta)\}^{-1}, \quad (2.51)$$

donde  $y \equiv y(r)|_{r=R}$ . La función  $y(r)$  satisface la ecuación diferencial de primer orden,

$$ry'(r) + y(r)^2 + y(r)e^\lambda [1 + 4\pi r^2(P - \epsilon)] + r^2Q(r) = 0, \quad (2.52)$$

$$Q(r) = 4\pi e^\lambda \left[ 9P + 5\epsilon + \frac{P + \epsilon}{dP/d\epsilon} \right] - 6\frac{e^\lambda}{r^2} - \nu'^2, \quad (2.53)$$

con la condición de contorno  $y(0) = 2$ . Las funciones  $\lambda(r)$  y  $\nu(r)$  son las funciones de la métrica estática y con simetría esférica presentada en la ecuación (2.28). Además, cuando se considera una transición de fase que ocurre a través de una discontinuidad abrupta, se debe agregar la condición de juntura mediante la expresión que relaciona la función  $y(r)$  de ambos lados de la interfase,

$$[y]^\pm \equiv y^+ - y^- = -\frac{4\pi r_t^3 \Delta\epsilon}{m(r_t)}, \quad (2.54)$$

donde  $r_t$  es el radio de la estrella en el que ocurre la transición y  $\Delta\epsilon$  es el salto en la densidad de energía entre la fase de quarks y la fase de hadrones en la interfase, producto de la transición abrupta.

Dada la EdE y las condiciones iniciales para la estrella, la deformabilidad de marea se pueden calcular de manera simultánea a las ecuaciones TOV, ecuaciones (2.31)-(2.32).

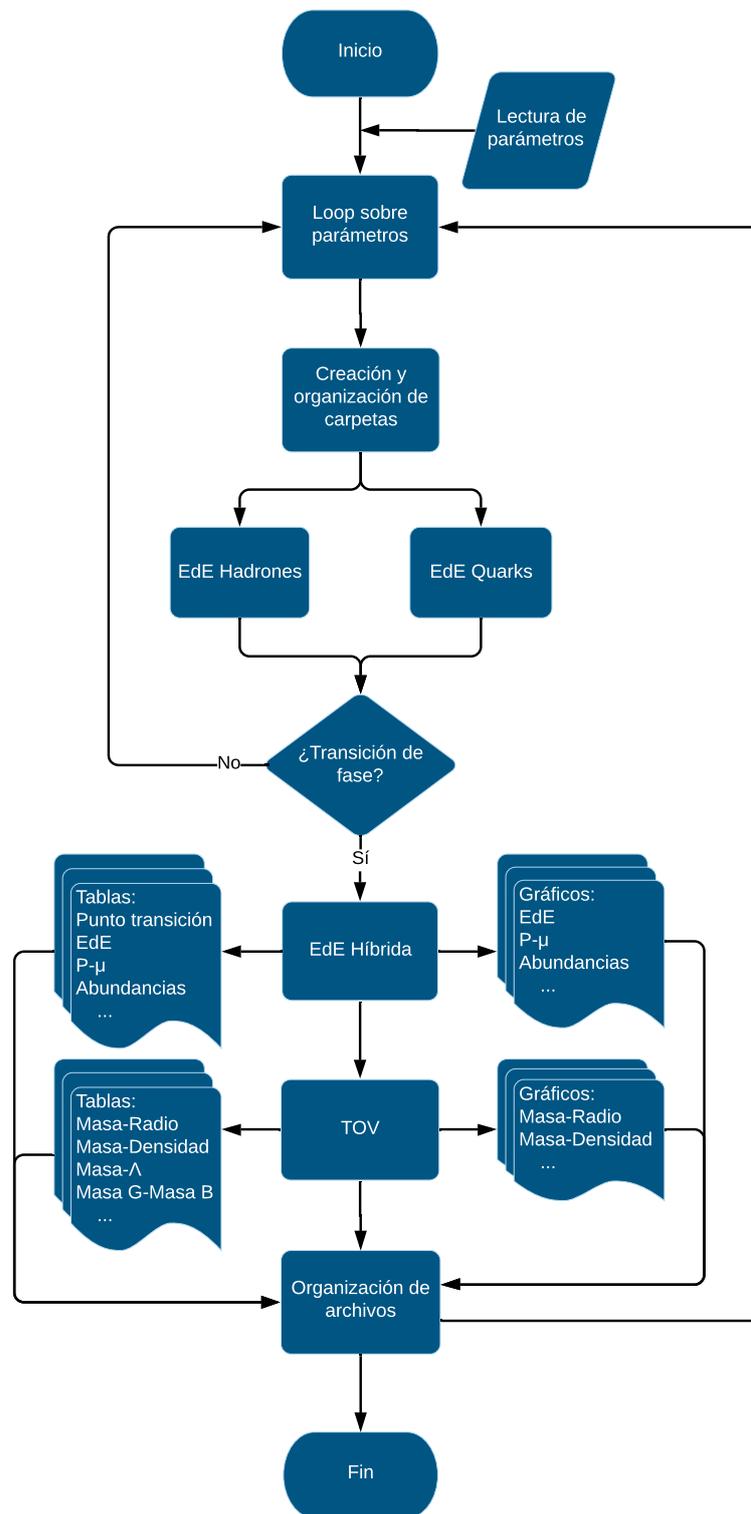
### 2.3. Código NESTOR

Con el objetivo de automatizar los cálculos de la transición de fase, la EdE y la estructura estelar, durante el desarrollo de este doctorado se desarrolló un código que denominamos NESTOR, por sus siglas en inglés *Neutron-Star-Object Research*. Este código está compuesto de una combinación de rutinas y *scripts* en diferentes lenguajes que permiten organizar, de manera secuencial y automatizada, el proceso de cálculo y el barrido del espacio de parámetros de los diferentes modelos involucrados.

En líneas generales, NESTOR posee una columna vertebral desarrollada en código BASH, a partir del cual se definen las condiciones bajo las cuales se van a realizar las corridas, seleccionar el valor de los parámetros de los modelos y administrar las carpetas y los archivos que van ha utilizarse o crearse durante el proceso de cálculo. Por fuera de esta columna principal, existen diversos módulos, invocados desde el propio *script* global en BASH, abocados a resolver distintas instancias del proceso. Los cálculos para obtener la EdE y demás cantidades termodinámicas relevantes, como la densidad bariónica, entropía o las abundancias de cada especie de partícula, para cada fase de la materia en el interior de la estrella, se realizan a

través de respectivos códigos en FORTRAN. Asimismo, se ejecutan cálculos, en *scripts* escritos en los lenguajes MATHEMATICA, AWK, SED y BC, que calculan la transición de fase y permiten construir la EdE híbrida. Los cálculos asociados a la integración de las ecuaciones TOV y la estructura estelar también se resuelven mediante un código escrito en FORTRAN. En cada instancia, además, se ejecutan *scripts* de GNUPLOT que realizan gráficos de control para verificar los resultados y clasificarlos rápidamente. Finalmente, todos los resultados se guardan y ordenan en archivos organizados de tal manera que permite un fácil acceso y análisis posterior.

En la figura 2.4 se puede ver un diagrama de flujo de este código que permite visualizar con mayor claridad la descripción anterior. Sin embargo, es importante aclarar que este diagrama es solo esquemático, dado que en realidad no existe una única versión del código, sino diversas adaptaciones dependiendo de las necesidades de cada trabajo donde fue implementado. En este sentido, además de ser desarrollado para el trabajo realizado durante este doctorado, debido a su versatilidad, NESTOR permitió automatizar otros trabajos realizados en diferentes colaboraciones.



**Figura 2.4.** Esquema del diagrama de flujo del código NESTOR. Si bien existe más de una versión de NESTOR, este diagrama resume los aspectos principales de su funcionamiento. Cada módulo está programado en lenguaje BASH, el cual, a su vez, convoca distintos programas o submódulos. Cada programa o submódulo se especializa en alguna tarea específica y, en ese sentido, se encuentra programado en algún lenguaje particular: FORTRAN, MATHEMATICA, GNUPLOT, AWK, SED, BC.

## Capítulo 3

# Estrellas híbridas isoentrópicas: una aproximación al estudio del enfriamiento

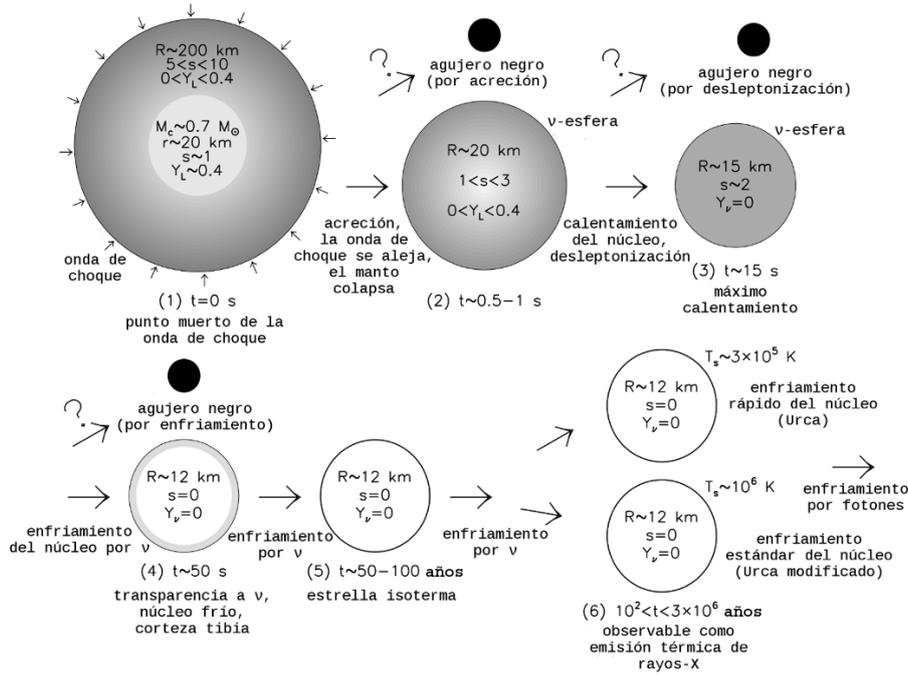
### 3.1. Introducción

En este capítulo, tal como se anticipó en la sección [Objetivos y metodología de la Tesis de Doctorado](#), abordamos el escenario de las proto-EHs. Este trabajo fue desarrollado durante la primer mitad del Doctorado, cuyos resultados fueron publicados en el trabajo [Mariani et al. \(2017\)](#).

Una proto-EN es el remanente compacto que queda al final de la evolución de una estrella de masa intermedia, inmediatamente después de una explosión de supernova ([Woosley et al., 2002](#)). El estado de proto-EN resulta un estado transitorio que evoluciona muy rápidamente, en cuestión de segundos, a través de procesos de enfriamiento y difusión de neutrinos. Por consiguiente, el estudio de estos objetos debe realizarse considerando los cambios que el objeto experimenta a lo largo de las distintas etapas de esta evolución. Al final de la vida de la estrella gigante progenitora, la implosión de su núcleo, que dura entre 0.5 y 1 segundo, conduce a un rebote que genera la onda de choque que da lugar a la supernova. En algunos milisegundos, luego del rebote y en paralelo con la explosión de la estrella progenitora, el núcleo, rico en leptones, alcanza el equilibrio hidrostático y se forma la proto-EN. Durante decenas de segundos este objeto evoluciona, a través de su enfriamiento y desleptonización, hasta alcanzar el estado de EN fría. La mayoría de la energía perdida durante este proceso se emite durante este proceso *lento* de enfriamiento y desleptonización y no durante la *rápida* instancia previa de colapso y explosión. De hecho, del total de la energía liberada durante el proceso de formación de la EN,  $E_{\text{lib}} \sim 10^{53}$  erg, solo una muy pequeña parte está asociada a la supernova,  $E_{\text{lib}} \sim 10^{51}$  erg ([Burrows y Lattimer, 1986](#)). Para ilustrar esta evolución, en la figura [3.2](#), adaptada del trabajo de [Prakash et al. \(2001\)](#), se presenta un diagrama esquemático de la formación y evolución de una EN.

En el proceso de recomodamiento y desleptonización descrito en el párrafo anterior, en el interior de la proto-EN podría ocurrir una transición de fase a un estado exótico de la materia. En nuestro caso, estudiamos la posibilidad de que, considerando el régimen de densidades que tiene lugar en el interior de las ENs, ocurra una transición de fase hadrón-quark, dando lugar a una proto-EH. Para describir la fase hadrónica, hemos utilizado una EdE basada en el modelo RMF y desarrollada por [Shen et al. \(2010a,b, 2011\)](#) para simulaciones astrofísicas de supernovas. Para la fase de materia de quarks en el núcleo interno de la estrella, se ha realizado un desarrollo semi-analítico del modelo FCM a temperatura finita. Además,

### 3. Estrellas híbridas isoentrópicas



**Figura 3.1.** Diagrama esquemático de la formación y evolución de una EN. Se representan las principales etapas con sus respectivos tiempos característicos  $t$ , radio  $r$ , entropía por barión  $s$  (en unidades de la constante de Boltzmann), abundancia leptónica  $Y_L$ , y abundancia de neutrinos  $Y_\nu$ . En nuestro trabajo, nos enfocamos en estadios isoentrópicos que en esta figura corresponden con las etapas (2), (3) y (4), en las cuales ya no hay acreción y la evolución ocurre por desleptonización y enfriamiento. La posibilidad de colapso y formación de un agujero negro, que se presenta en este diagrama, también es considerada en nuestro trabajo (ver sección 3.4). Diagrama traducido del original en Prakash et al. (2001).

como anticipamos en la subsección 2.1.1, para calcular dicha transición de fase consideramos el escenario de la construcción de Maxwell.

Además, aplicamos el formalismo, desarrollado por Pereira et al. (2018) y presentado en la sección 2.2.2, para estudiar la estabilidad dinámica de los objetos compactos con transiciones de fase abruptas rápidas y lentas. Bajo este enfoque, la condición usual de estabilidad,  $\partial M / \partial \epsilon_c \geq 0$ , donde  $\epsilon_c$  es la densidad de energía central para una estrella de masa total  $M$ , solo se conserva en el caso de transiciones de fase rápidas. Para el caso de transiciones de fase lentas, la rama de estabilidad puede extenderse más allá de la estrella de masa máxima de una determinada familia de estrellas.

Con el objetivo de calcular la transición de fase, la EdE y las cantidades astrofísicas para el estudio de las proto-EHs, se utilizará el código NESTOR. Para este escenario, dicho código se adaptó de manera que calcule la EdE a temperatura finita y entropía constante, teniendo en cuenta las condiciones de equilibrio esenciales de la materia en la proto-EH: la condición de equilibrio beta, neutralidad de carga eléctrica y la conservación de los números bariónico y leptónico.

A través de los cálculos que realiza NESTOR, también es posible comparar la masa bariónica,  $M_B$ , de cada familia de estrellas entre los tres estadios considerados (etapas (2), (3) y (4) de la figura 3.2). Bajo la hipótesis de que la masa bariónica se conserva para un objeto aislado durante el proceso de evolución térmica, la masa gravitacional de la estrella,  $M_G$ , la cual corresponde a la energía relativista total de la estrella, cambia durante esta evolución.

Por lo tanto, se puede realizar un análisis de la evolución térmica en el plano  $M_G - M_B$  a lo largo de una recta de masa bariónica constante (Bombaci et al., 2016). La comparación de los tres estadios evolutivos en el plano  $M_G - M_B$  permite estimar en qué momento, para una dada configuración estelar, ocurre la transición de fase de materia hadrónica a materia de quarks. De este modo, es posible analizar, esquemáticamente, la evolución térmica de las proto-EH a través de instantáneas isoentrópicas consecutivas, estudiando además la composición, estructura y estabilidad en cada etapa.

### 3.2. Instantáneas de la evolución térmica de las proto-estrellas híbridas

Hasta que la proto-EN alcanza el equilibrio termodinámico, atraviesa un proceso de evolución térmica. El escenario evolutivo que planteamos está basado en cálculos hidrodinámicos realizados con EdE esquemáticas (Burrows y Lattimer, 1986). En este sentido, en nuestro trabajo retomamos el planteo que se realiza en los trabajos de Prakash et al. (1997); Steiner et al. (2000); Shao (2011), donde la evolución térmica de la proto-EN, una vez que alcanza el equilibrio hidrostático, puede ser, aproximadamente, descripta por tres estadios isoentrópicos característicos.

La EN recién formada comienza con una entropía por barión  $s \sim 1$  (en unidades de la constante de Boltzmann), con una población de neutrinos atrapados,  $Y_\nu \neq 0$ , cuya abundancia queda determinada a través de la condición sobre la abundancia total de leptones, que se conserva localmente dentro de la estrella,  $Y_l \simeq 0.4$ . Este estadio es dominado por la difusión de neutrinos, pero dado que su camino libre medio es mucho menor que el radio de la estrella, se mantienen atrapados en su interior. Además, los neutrinos inhiben la presencia de muones. Por lo tanto, esta primer etapa queda caracterizada por las condiciones sobre la entropía por barión,  $s$ , y las abundancias leptónicas,  $Y_{L_i}$ ,

$$s \approx 1, Y_{L_e} \equiv \frac{n_e + n_{\nu_e}}{n_B} = 0.4, Y_{L_\mu} \equiv \frac{n_\mu + n_{\nu_\mu}}{n_B} = 0. \quad (3.1)$$

Durante los primeros  $\sim 15$  segundos, la difusión de neutrinos desleptoniza la materia estelar y calienta la estrella. Durante este proceso, la abundancia  $Y_\nu \neq 0$  evoluciona a un estado en el cual  $Y_\nu = 0$ . Además, una vez que el potencial químico de los electrones alcanza el valor de la masa del muón, los muones comienzan a aparecer. El aumento de estos reduce el número de electrones y afecta la fracción de protones de la materia estelar. La estrella alcanza el máximo de temperatura en esta etapa y el material que la compone tiene una entropía por barión de  $s \simeq 2$ . Por lo tanto, luego de estos  $\sim 15$  segundos, se alcanza la segunda etapa, caracterizada por las siguientes condiciones,

$$s \approx 2, Y_{\nu_e} \equiv \frac{n_{\nu_e}}{n_B} = 0, Y_{\nu_\mu} \equiv \frac{n_{\nu_\mu}}{n_B} = 0. \quad (3.2)$$

El proceso de desleptonización continúa y, luego de algunos minutos, la proto-estrella se enfría y la entropía por barión decrece, finalmente, a  $s = 0$ . Esta etapa puede ser caracterizada según

$$s = 0, Y_{\nu_e} \equiv \frac{n_{\nu_e}}{n_B} = 0, Y_{\nu_\mu} \equiv \frac{n_{\nu_\mu}}{n_B} = 0. \quad (3.3)$$

El objeto resultante, luego de estas tres etapas, es una EN fría y estable.

De esta manera, caracterizamos, de una forma simplificada, a través de estadios isoentrópicos, la evolución térmica de una proto-EN. Este enfoque nos permite estudiar la estructura y composición de las EHs durante sus primeros minutos de existencia.

### 3.3. Modelos para la ecuación de estado híbrida a entropía constante

Una vez caracterizados los escenarios astrofísicos que estudiamos, presentamos los modelos de materia densa con los que construimos la EdE híbrida e isoentrópica para cada etapa de la proto-EH.

#### 3.3.1. Fase de materia de quarks

En primer lugar, para modelar el núcleo interno de quarks de las proto-EHs utilizamos el FCM. En este punto, es conveniente retomar los desarrollos planteados en la subsección 2.1.2.3. Dado que la ecuación (2.13) coincide con la presión de una gas de Fermi-Dirac libre en el caso  $V_1 = 0$ , es posible realizar un doble desarrollo en serie de potencias en términos de  $m_q^2/(u^2T^2 + m_q^2)^2$  y  $(\mu_q - V_1/2)/T$  para calcular semi-analíticamente dicha ecuación. Este cálculo fue hecho adaptando la aproximación desarrollada en el trabajo de [Masperi y Orsaria \(2004\)](#) para un gas de quarks extraño (compuesto por los quarks  $u$ ,  $d$  y  $s$ ) a temperatura finita. Los detalles del cálculo están dados en el apéndice A.

Por otro lado, en este caso, la ecuación (2.15) puede ser resuelta analíticamente, dando como resultado:

$$P_g = 16 \frac{T^4}{\pi^2} \text{Li}_4 \left[ \exp \left( -\frac{9}{8} \frac{V_1}{T} \right) \right], \quad (3.4)$$

donde  $\text{Li}_s(z)$  es la *función de Jonquièere* de orden  $s$ <sup>1</sup>.

La densidad de energía,  $\epsilon_{qg}$ , recurriendo a la relación de Euler, es

$$\epsilon_{qg} = -P_{qg} + \sum_{q=u,d,s} \mu_q n_{qg} + TS_{qg}, \quad (3.5)$$

donde  $n_{qg} = \frac{\partial P_{qg}}{\partial \mu_q}$ , es la densidad numérica de quarks y  $S_{qg} = \frac{\partial P_{qg}}{\partial T}$ , es la densidad de entropía.

El potencial  $q\bar{q}$  de larga distancia,  $V_1$ , está dado por ([Simonov y Trusov, 2007a,b](#); [Nefediev et al., 2009](#))

$$V_1 = \int_0^{1/T} d\tau (1 - \tau T) \int_0^\infty d\chi \chi D_1^E \left( \sqrt{\chi^2 + \tau^2} \right). \quad (3.6)$$

A pesar de que los valores fenomenológicos de  $V_1$  y  $G_2$  están restringidos por cálculos realizados en *lattice QCD* (LQCD) a densidad bariónica nula y temperatura finita, el comportamiento del plasma de quarks y gluones a bajas temperaturas y potenciales químicos altos, como ocurre en el núcleo de las ENs, podría ser muy diferente ([Burgio y Zappalà, 2016](#)). Por otro lado, las *reglas de suma* de la QCD<sup>2</sup> determinan, con una incerteza considerable,  $G_2 = 0.012 \pm 0.006 \text{ GeV}^4$  ([Shifman et al., 1979a,b](#)).

Debido a que el potencial  $V_1$  depende de la temperatura, hemos analizado su variación en un intervalo que se corresponde con las temperaturas obtenidas para las proto-EHs. Resolviendo la ecuación (3.6),  $V_1$  puede ser reescrito según

$$V_1 = \frac{\bar{\sigma}\lambda}{\pi} \left[ (3\lambda T + 1) \exp \left( -\frac{1}{\lambda T} \right) - 3\lambda T + 2 \right], \quad (3.7)$$

<sup>1</sup>La *función de Jonquièere*,  $\text{Li}_s(z)$ , de orden  $s$  y argumento  $z$ , es una función especial, también conocida como *función polilogarítmica*. Para algunos valores particulares de  $s$  se reduce al logaritmo natural usual o a una función racional. En mecánica estadística cuántica, resulta solución de integrales para las distribuciones de Fermi-Dirac y Bose-Einstein.

<sup>2</sup>Las *reglas de suma* de la QCD es un método que permite relacionar magnitudes hadrónicas que pueden ser medidas o estimadas experimentalmente, como ser masas o constantes de acoplamientos, con parámetros de la QCD no accesibles directamente a través de experimentos ([Colangelo y Khodjamirian, 2001](#)).

**Tabla 3.1.** Conjuntos de parámetros del FCM seleccionados para calcular los modelos estelares en el escenario de proto-EHs.

Set	$V_1$ [MeV]	$G_2$ [GeV <sup>4</sup> ]
1	20	0.016
2	30	0.010
3	100	0.007

conforme con el resultado obtenido por [Bombaci y Logoteta \(2013\)](#) en la ecuación (9) de su trabajo, si se considera  $V_1(0) = \frac{2\bar{\sigma}\lambda}{\pi}$  y  $\hbar c = 1$ . En esta instancia, considerando la temperatura crítica,  $T_c$ , que es la temperatura a la que ocurre la transición de fase hadrón-quark a  $\mu = 0$ , cabe mencionar que si se toma  $V_1(T_c) = 0.5$  GeV, el cual es un valor independiente del número de sabores de quarks ([Simonov y Trusov, 2007a,b](#)), se obtiene una temperatura crítica  $T_c \sim 270$  MeV, la temperatura crítica de un plasma caliente puro de gluones, sin quarks (ver [Simonov \(1999\)](#) y [Stoecker et al. \(2016\)](#) para más detalles). Sin embargo, para  $T_c \sim 150$  MeV, correspondiente a la temperatura de transición quiral según LQCD, el valor aproximado de  $V_1(0)$  debe ser  $V_1(0) \sim 0.65$  GeV de acuerdo con la ecuación (3.7). Adicionalmente, el potencial  $V_1$  y el condensado gluónico  $G_2$  están relacionados con el desconfinamiento a potencial químico nulo a temperatura crítica,  $T_c$ , y pueden ser calculados a través de la relación ([Bombaci y Logoteta, 2013](#))

$$T_c = \frac{a_0}{2} G_2^{1/4} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{V_1(T_c)}{2a_0 G_2^{1/4}}} \right), \quad (3.8)$$

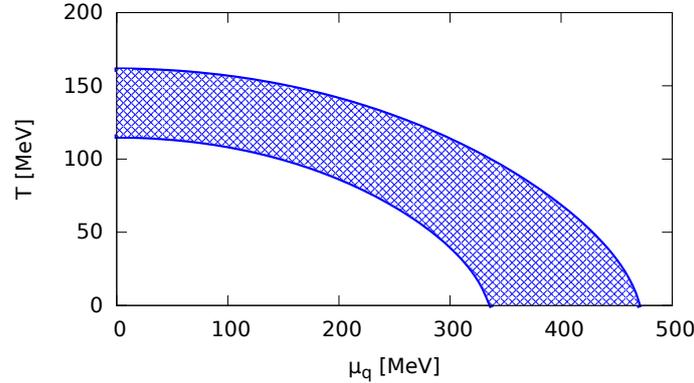
donde  $a_0 \sim 0.44$ , si se consideran tres sabores de quarks.

Por otro lado, excepto a  $T = T_c$ ,  $G_2$  es esencialmente independiente de la temperatura ([Burgio y Zappalà, 2016](#)). Es importante notar que este análisis acerca de la dependencia de  $G_2$  y  $V_1$  con la temperatura es a potencial químico nulo. No existen simulaciones de LQCD a potenciales químicos no nulos, dado que para potenciales químicos finitos los métodos estándares de las simulaciones LQCD no pueden ser usados debido al problema del signo de la QCD a potencial químico no nulo ([Fodor y Katz, 2002](#)). Adicionalmente, para el rango de temperaturas obtenidas en este trabajo en el marco de proto-EHs,  $0 \text{ MeV} < T < 60 \text{ MeV}$ , obtenemos que la variación de  $V_1$  es solamente 0.2% y no tiene ningún impacto en los resultados obtenidos. Un estudio en detalle de  $V_1$  en relación a las simulaciones LQCD y las masas detectadas para las ENs ha sido desarrollado en los trabajos de [Bombaci y Logoteta \(2013\)](#) y [Plumari et al. \(2013\)](#).

Con la intención de no imponer ninguna restricción a  $V_1$  y  $G_2$  en el régimen de bajas temperaturas y altas densidades, los tratamos como parámetros libres, independientes de la temperatura y/o del potencial químico bariónico. Hemos seleccionado tres pares de valores representativos para estos parámetros, que se muestran en la tabla 3.1. Esta elección asegura que se satisface la restricción para la masa máxima,  $M_{\max} \gtrsim 2M_\odot$ , para las EHs frías (EHFs).

Como un primer resultado, a través del gran potencial termodinámico, las propiedades termodinámicas de la materia de quarks pueden ser establecidas. De esta manera, es posible representar los estados de la materia de quarks mediante el diagrama de fase en el plano  $T - \mu$ , como se muestra en la figura 3.2, donde la fase confinada se encuentra separada de la fase de plasma de quarks y gluones desconfinada. En esta figura, se observa el resultado para nuestro modelo, en el marco de una transición de fase simplificada, correspondiente al diagrama de fases de la QCD presentado en la figura 1.11. Este modelo, por lo tanto, es capaz de reproducir algunas de las características principales de dicho diagrama de fases. Además, este diagrama de fases, obtenido a través del tratamiento semi-analítico de nuestro modelo,

coincide con los resultados de [Simonov y Trusov \(2007a,b\)](#).



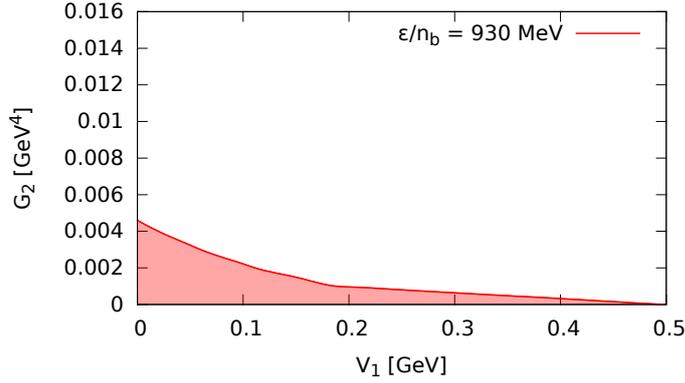
**Figura 3.2.** Diagrama de fases simplificado en el plano  $T - \mu$ . La curva inferior define la transición de fase entre las fases confinada y desconfiada para  $V_1 = 0.01$  GeV y  $G_2 = 0.006$  GeV<sup>4</sup>, mientras que la curva superior define la transición de fase para  $V_1 = 0.10$  GeV y  $G_2 = 0.016$  GeV<sup>4</sup>. El área sombreada indica la región definida por los valores de los parámetros del FCM seleccionados en este trabajo,  $0.01$  GeV  $\leq V_1 \leq 0.10$  GeV y  $0.006$  GeV<sup>4</sup>  $\leq G_2 \leq 0.016$  GeV<sup>4</sup>.

#### 3.3.1.1. Estabilidad de la materia de quarks

Desde que [Bodmer \(1971\)](#) y [Witten \(1984\)](#) postularon la hipótesis de la estabilidad absoluta de la materia extraña de quarks, diversos autores han estudiado y discutido la posibilidad de que el núcleo de algunos objetos compactos esté compuesto por este tipo de materia ([Glendenning \(2000\)](#); [Schmitt \(2010\)](#) y referencias allí mencionadas).

Esta hipótesis puede ser fácilmente explicada, utilizando el Modelo de bolsa del MIT ([Chodos et al., 1974](#)). Si se consideran los quarks  $u$ ,  $d$  y  $s$  sin masa, a temperatura y presión nulas, utilizando dicho modelo, la materia extraña de quarks sería más estable que la materia de quarks sin extrañeza. Esto se debe a que la conversión de aproximadamente un tercio de los quarks  $u$  y  $d$  en quarks  $s$  a través de interacciones débiles disminuye la energía del sistema, pues el número bariónico es compartido entre tres especies fermiónicas en lugar de entre dos. Este tratamiento, sin embargo, resulta demasiado simplificado, debido a que tanto el efecto de la masa del quark  $s$  como el de una constante de acoplamiento no nula, restringen los valores de la constante de bolsa del modelo que permiten obtener materia de quarks estable ([Weber, 2005](#)). Además, estudios de materia de quarks considerando modelos más realistas, como el modelo de Nambu-Jona-Lasinio (NJL), el cual describe la materia considerando masas dinámicas para los quarks, no satisfacen esta hipótesis ([Buballa, 2005](#)), principalmente debido a la masa dinámica del quark  $s$ . En el marco de dicho modelo, esta masa resulta significativa a bajas densidades, lo cual favorecería, desde el punto de vista energético, la materia de quarks sin extrañeza. De esta manera, el modelo NJL sugiere que la materia de quarks extraña estable no existe y que la materia de quarks no extraña es meta-estable.

Estudios recientes sobre la hipótesis de materia extraña en el contexto del FCM ([Pereira, 2013](#)) muestran que, dependiendo de los valores utilizados para los parámetros del modelo, la energía por barión puede ser menor que la energía por nucleón del <sup>56</sup>Fe. De acuerdo con [Pereira \(2013\)](#), la ventana de estabilidad de la materia extraña depende fuertemente de los valores de los parámetros del modelo: cuando  $V_1$  aumenta, de  $V_1 = 0$  GeV a  $V_1 = 0.5$  GeV,



**Figura 3.3.** Ventana de estabilidad de la materia de quarks extraña en el plano  $G_2 - V_1$ . La región coloreada bajo la curva  $\epsilon/n_b = 930$  indica la región de estabilidad de la materia extraña a temperatura cero. La curva sólida indica la región donde la energía por barión de la materia extraña coincide con la energía por nucleón del núcleo más ligado,  $^{56}\text{Fe}$ . Comparando con la estimación de las reglas de suma de la QCD, el valor  $G_2 = 0.012 \pm 0.006 \text{ GeV}^4$  se encuentra por fuera de la región de estabilidad.

$G_2$  debe decrecer para mantener la energía por barión de la materia de quarks por debajo de 930 MeV.

En este trabajo, hemos analizado la estabilidad de la materia extraña bajo un enfoque semi-analítico. Los resultados se muestran en la figura 3.3. Obtenemos una ventana de estabilidad reducida que es, además, muy sensible a los valores de  $V_1$  y  $G_2$ . Esto coincide con los resultados obtenidos por [Pereira \(2013\)](#).

Tal como se presenta en la figura 3.3, resulta evidente que los valores de  $G_2$  asociados a la ventana de estabilidad de la materia extraña se encuentran fuera del rango de valores estimados mediante las reglas de suma de la QCD, que establecen  $G_2 = 0.012 \pm 0.006 \text{ GeV}^4$ . Sin embargo, nuestros resultados muestran que es posible que existan EHs extrañas estables con  $M_{\text{max}} \gtrsim 2M_{\odot}$  considerando diferentes valores de los parámetros dentro de la ventana de estabilidad obtenida en esta tesis. Por ejemplo, si  $V_1 = 0.1 \text{ GeV}$  y  $G_2 = 0.002 \text{ GeV}^4$ , se obtiene una familia de EHFes estables, con  $M_{\text{max}} = 2.01M_{\odot}$ .

Por lo tanto, en este capítulo modelamos proto-EHs, considerando una fase de materia de quarks extraña metaestable, con  $G_2 = 0.012 \pm 0.006 \text{ GeV}^4$  y con valores de los parámetros del FCM por fuera de la región de estabilidad obtenida en esta tesis. De nuestro análisis de la hipótesis de la estabilidad de la materia extraña, podemos concluir que, si se considera la presencia de la materia de quarks en objetos compactos, solo las EHs pueden existir como soluciones estables, mientras que la existencia de las estrellas de quarks puras quedaría descartada como objeto compacto alternativo a las ENs.

### 3.3.2. Fases de materia de hadrones y materia subnuclear

Para el núcleo externo de la proto-EH, utilizamos la EdE hadrónica desarrollada en [Shen et al. \(2010a\)](#). Esta EdE está construida mediante el modelo RMF, ya presentado en el capítulo anterior (sección 2.1.2.2), tomando una constante de acoplamiento dependiente de la densidad, levemente modificada respecto al modelo original NL3 (ver [Shen et al. \(2010a\)](#) por detalles). Esta EdE considera neutrones, protones y electrones y, en nuestro caso, hemos incluido además neutrinos para modelar la EdE correspondiente al núcleo externo. La EdE hadrónica completa, para aplicar en simulaciones astrofísicas, se detalla en [Shen et al. \(2011\)](#).

### 3. Estrellas híbridas isoentrópicas

Para la corteza interior, conformada por materia nuclear a densidades subnucleares, hemos considerado el trabajo de Shen et al. (2010b). Allí se construye la EdE, para bajas densidades y temperatura finita, para un gas no-ideal de neutrones, protones, partículas  $\alpha$  (núcleos de helio) y núcleos atómicos más pesados. El mínimo de densidad de energía obtenida con nuestro código es  $\epsilon \sim 2 \times 10^{10}$  g/cm<sup>3</sup> para  $s \sim 1$ ,  $\epsilon \sim 4 \times 10^7$  g/cm<sup>3</sup> para  $s \sim 2$  y  $\epsilon \sim 2 \times 10^7$  g/cm<sup>3</sup> para  $s = 0$ . Para valores menores de la densidad, en la corteza exterior, hemos considerado el modelo BPS, ya presentado en la sección 2.1.2.1.

#### 3.3.3. Materia de leptones

La contribución leptónica se debe a la presencia de electrones, neutrinos electrónicos y muones. Para los electrones y muones, en los casos  $s = 0$  y  $s \simeq 2$ , consideramos una expresión similar a la usada para quarks, modificando el factor de degeneración de spin y color adecuadamente y fijando  $V_1 = 0$ , que reproduce de manera exacta un gas de Fermi-Dirac a temperatura finita. Para el caso  $s \simeq 1$ , el código presenta inestabilidades numéricas debido a la presencia de neutrinos. Para evitar estas inestabilidades, incluimos a los electrones recurriendo al desarrollo para temperatura finita y masa nula (Lugones et al., 2009),

$$P_e = \frac{\mu_e^4 + \frac{7\pi^4 T^4}{15} + 2\pi^2 \mu_e^2 T^2}{12\pi^2}, \quad (3.9)$$

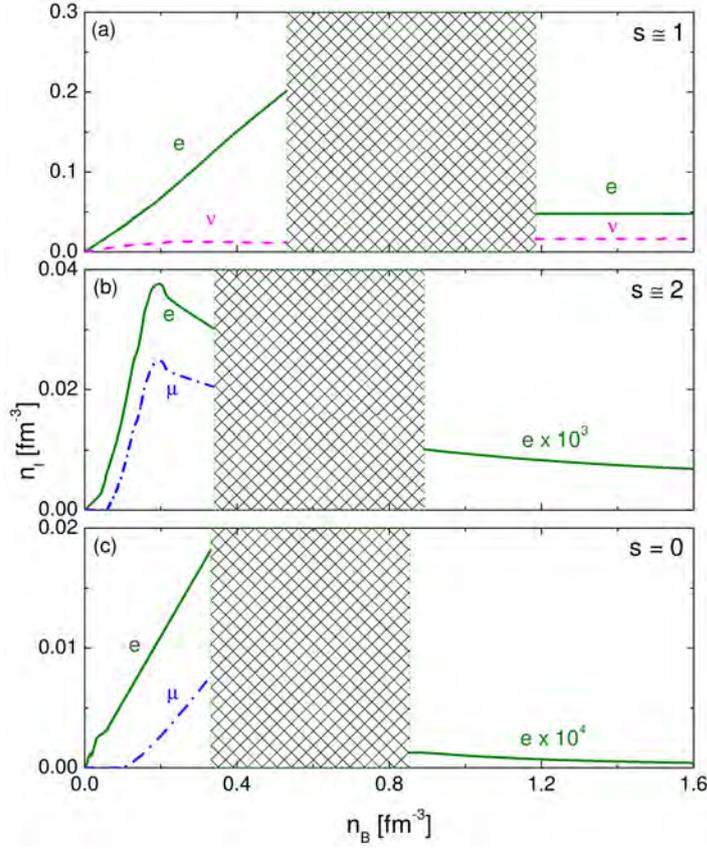
el cual simplifica los cálculos numéricos sin perder generalidad. Para incluir los neutrinos electrónicos utilizamos la misma expansión en serie, teniendo en cuenta el factor de degeneración apropiado.

En la figura 3.4 se muestran las densidades numéricas de leptones, para las diferentes etapas de evolución isoentrópica y tomando el Set 2 de parámetros del FCM. En el panel (a) de dicha figura, se puede ver que la densidad leptónica alcanza valores relativamente altos ( $\sim 40$  %  $n_B$ ) antes de la transición de fase, debido a que la fracción de protones es alta en la fase hadrónica. La contribución de neutrinos a la presión desplaza la transición de fase, de materia hadrónica a materia de quarks, hacia densidades mayores. Esto se debe a que la inclusión de más grados de libertad en el sistema suaviza la EdE, es decir, la materia se vuelve más compresible. Es importante remarcar que la significativa abundancia de neutrinos, y su correspondiente contribución a la presión, es consecuencia de la condición  $Y_{L_e} = 0.4$ . En esta etapa, obtenemos que la densidad de neutrinos,  $n_\nu$ , alcanza valores  $\sim 0.02$  fm<sup>-3</sup>, cuyo valor es del mismo orden que la densidad máxima alcanzada por los muones en el estadio posterior<sup>3</sup>. En la fase de quarks también aparecen electrones y neutrinos. En el panel (b), la fracción leptónica alcanza un máximo y luego tiene un comportamiento decreciente en la fase hadrónica. Luego de este valor máximo, la fracción de protones disminuye y la materia hadrónica se vuelve rica en neutrones. En la fase de quarks, la presencia de electrones es muy escasa. Finalmente, en el panel (c), el estadio de temperatura cero muestra una disminución en la densidad de electrones y muones en la fase hadrónica respecto a etapas anteriores. Para la fase de quarks, los muones no contribuyen y la densidad de electrones es despreciable. Para los Set 1 y 3, los resultados obtenidos y el posterior análisis resultan similares.

#### 3.3.4. Ecuación de estado híbrida y transición de fase

Las condiciones y ecuaciones necesarias para construir la EdE híbrida, considerando una transición de fase bajo la construcción de Maxwell, neutralidad de carga eléctrica, equilibrio

<sup>3</sup>La unidad de longitud  $fm$ , abreviación de femtómetro o fermi, equivale a  $10^{-13}$  cm. En estas unidades, la densidad de saturación nuclear vale, aproximadamente,  $n_0 \sim 0.16$  fm<sup>-3</sup>.

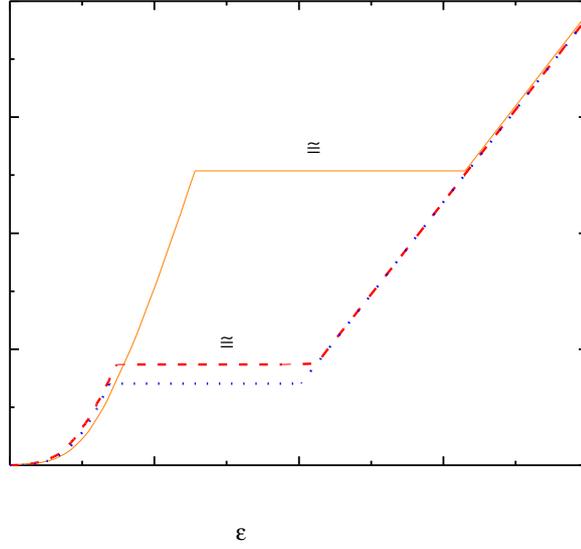


**Figura 3.4.** Densidades numéricas leptónicas  $n_l$  como función de la densidad bariónica,  $n_B$ , bajo el Set 2 para los tres estadios isoentrópicos: (a)  $s \approx 1$ , con abundancias leptónicas  $Y_{L_e} = 0.4$  y  $Y_{L_\mu} = 0$ , (b)  $s \approx 2$ , y (c)  $s = 0$ . En los paneles (b) y (c),  $Y_\nu = 0$  y hay muones presentes. Las regiones cuadrículadas muestran el salto abrupto en la densidad, debido a la transición de fase *a lo Maxwell*.

químico bajo interacciones débiles y conservación del número bariónico ya han sido establecidas y discutidas en la sección 2.1.1. En este capítulo, las aplicamos considerando los modelos y expresiones previamente desarrollados, y para los escenarios isoentrópicos correspondientes. En este punto es importante aclarar que, para modelar la transición de fase, para el caso de EHCs calientes (EHCs), si bien consideramos el equilibrio mecánico mediante la condición  $P_1 = P_2$ , no incluimos la condición  $T_1 = T_2$  que garantiza el equilibrio térmico. Construir la transición de fase de esta manera resulta una aproximación fuerte del modelo, pero aún así razonable, pues las proto-ENs no se encuentran en un estado de equilibrio térmico. Además, como mostramos más adelante, los perfiles de temperatura obtenidos concuerdan con los valores mostrados en el trabajo de Steiner et al. (2000), en el cual también se modelan proto-EHCs, a través de EdEs híbridas, considerando el modelo de bolsa del MIT y de Nambu Jona-Lasinio para la fase de quarks.

En el caso particular del estadio  $s \approx 1$ , es importante también aclarar que, para la construcción de fase, despreciamos la contribución del potencial químico de los neutrinos electrónicos,  $\mu_{\nu_e}$ , a la energía de Gibbs molar,  $g$ , en la ecuación (2.10). Esta aproximación, aplicada para simplificar el tratamiento matemático, está justificada por el hecho de que la contribución del término leptónico en dicha energía, en los casos estudiados, es menor al 8%.

Como resultado, la EdE para los tres estadios de la evolución térmica para el Set 2 se muestran en la figura 3.5. Aquí se puede observar que, a medida que la estrella se enfría,



**Figura 3.5.** EdEs híbridas para el Set 2 de parámetros del FCM, para los tres estadios de entropía por barión constante.

la EdE se endurece, es decir, la materia se vuelve más incompresible. En los casos  $s \simeq 1$ , a pesar de que los neutrinos suavizan la EdE, su contribución retarda la transición de fase hacia densidades mayores. Las EdE para los Set 1 y Set 3 no se presentan debido a que sus comportamientos son cualitativamente idénticos al del Set 2.

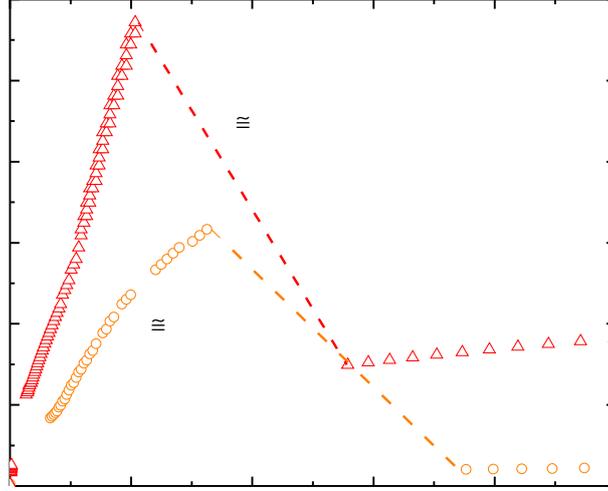
Además, en la figura 3.6 se muestra la dependencia de la temperatura con la densidad bariónica para el Set 2, para los casos de entropía  $s \neq 0$ . Cuando  $s \simeq 1$ , la temperatura alcanza un máximo en  $T = 31.66$  MeV, mientras que, para  $s \simeq 2$ , el máximo para la temperatura ocurre en  $T = 57.19$  MeV. El perfil de temperatura que se muestra en dicha figura y los valores para los máximos de cada etapa coinciden con los resultados obtenidos en el trabajo de [Steiner et al. \(2000\)](#). La evolución de temperaturas para el Set 1 y Set 3 es similar a la del Set 2.

#### 3.4. Estructura estelar y estabilidad dinámica para las proto-estrellas híbridas

Una vez obtenida la EdE híbrida, se la utiliza como función de entrada para resolver las ecuaciones TOV, ecuaciones (2.31) y (2.32), las cuales, como ya fue detallado, son las ecuaciones de equilibrio hidrostático relativistas para una configuración con simetría esférica.

Las ecuaciones (2.31) y (2.32) se integran para resolver la estructura de las EHs. Esta integración, dado un conjunto de parámetros del modelo, resulta en una familia de estrellas en equilibrio hidrostático, cada una de ellas con diferente densidad central como condición inicial. Por lo tanto, la EdE determina la relación masa-radio para cada familia de estrellas. A su vez, se estudia la estabilidad de las configuraciones obtenidas, considerando tanto la posibilidad de transiciones de fase rápidas como lentas, de acuerdo a lo discutido en la sección 2.2.2.

Para resolver estas ecuaciones, más allá de los conjuntos específicos de parámetros que ya fueron establecidos, y siguiendo los trabajos de [Logoteta y Bombaci \(2013\)](#); [Plumari et al. \(2013\)](#); [Burgio y Zappalà \(2016\)](#), hemos seleccionado una extensa serie de combinaciones para  $V_1$ ,  $0.01 \text{ GeV} < V_1 < 0.10 \text{ GeV}$ , y  $G_2 = 0.012 \pm 0.006 \text{ GeV}^4$ . Este barrido de parámetros permite, en un primer acercamiento, establecer algunos comportamientos generales del sistema, para luego quedarnos con los conjuntos representativos establecidos en la tabla 3.1, a fin de estudiar



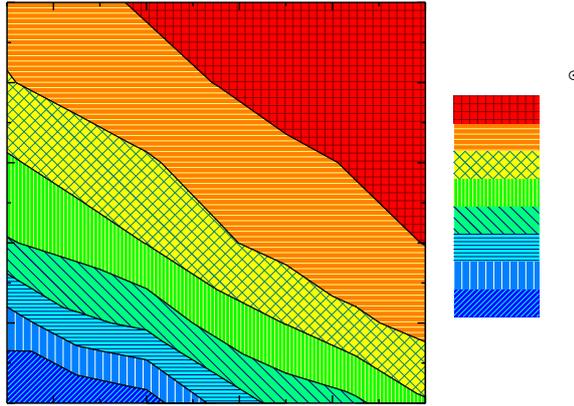
**Figura 3.6.** Temperatura en función de la densidad bariónica (en unidades de la densidad de saturación nuclear,  $n_0$ ) para los dos estadios  $s \neq 0$ , tomando el Set 2. La línea punteada indica la región de la transición de fase, donde ocurre un salto abrupto en la densidad y donde, en el marco de nuestro modelo, también ocurre un salto abrupto en la temperatura.

las diferentes familias de EHs.

A partir de este enfoque, construimos, en el plano  $V_1 - G_2$ , las curvas de nivel para la masa máxima de cada familia, para el caso de entropía nula, como se muestra en la figura 3.7. En este plano, estudiamos qué familias de EHs satisfacen la restricción sobre la masa máxima para EHF,  $M_{\max} \gtrsim 2 M_{\odot}$ , y mostramos cómo esta cantidad depende de los parámetros del FCM,  $V_1$  y  $G_2$ . Obtenemos esta relación desde  $M_{\max} \approx 1.5 M_{\odot}$  hasta  $M_{\max} \approx 2.7 M_{\odot}$ . En la figura 3.8, además, mostramos en detalle la curva de nivel  $M_{\max} = 2.0 M_{\odot}$ .

Utilizando el rango de valores establecidos para  $V_1$  y  $G_2$  como entrada del código NESTOR, obtenemos diferentes resultados como salida del programa. Respecto a los resultados microscópicos-termodinámicos, se obtiene la EdE híbrida, las densidades y abundancias de partículas y la relación temperatura-densidad. Los resultados macroscópicos-astrofísicos son las relaciones masa-radio, masa-densidad de energía central y masa gravitacional-masa bariónica.

Tal como mencionamos previamente, hemos considerado diferentes combinaciones para los parámetros del FCM de manera de satisfacer en todos los casos la restricción  $M_{\max} \gtrsim 2 M_{\odot}$ . Más allá de esta condición, hemos trabajado con tres conjuntos de parámetros, Set 1, 2 y 3 (ver tabla 3.1), de manera de abarcar una región amplia y representativa del plano  $V_1 - G_2$ . La relación masa-radio para estos conjuntos y para los tres casos  $s \approx 1$ ,  $s \approx 2$  y  $s = 0$  se muestran en la figura 3.9. En esta figura, se puede ver que, dependiendo del criterio de estabilidad que se considere, en el cual la transición de fase de la materia hadrónica a la materia de quarks puede ser rápida o lenta, se obtienen distintas configuraciones estables. Para el caso de transiciones de fase rápidas, la estabilidad para la estructura estelar solo se mantiene hasta el valor máximo,  $M_{\max}$ , a partir del cual, hacia radios menores, las configuraciones se vuelven inestables. En cambio, si la transición de fase es lenta, la condición de estabilidad ya no queda determinada por la relación  $\partial M / \partial \epsilon_c > 0$ , por lo que pueden aparecer soluciones estables más allá del máximo,  $M_{\max}$ . En la figura 3.9, la configuración terminal para cada curva se indica con un asterisco, la cual corresponde a la última estrella estable bajo este criterio; en este sentido, la región de cada curva representada con línea continua indica las configuraciones



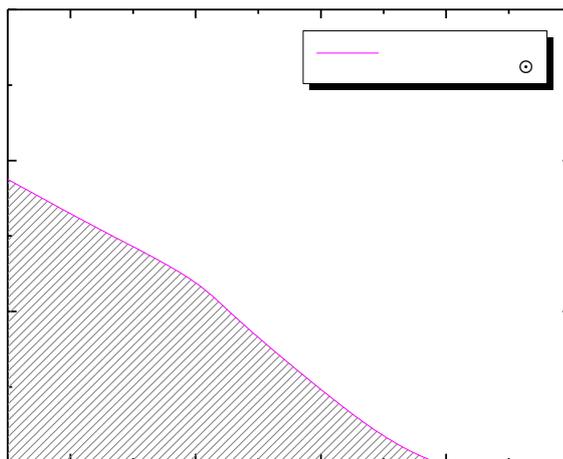
**Figura 3.7.** Masa máxima para cada familia de estrella como función de  $V_1$  y  $G_2$  para  $s = 0$ . La masa máxima crece monótonamente a medida que  $V_1$  y  $G_2$  aumentan.

estables, y con línea punteada las configuraciones inestables. En caso de que las transiciones de fase lentas sean las favorecidas, se observa que surge una rama de estabilidad que se extiende considerablemente más allá del máximo. También, en cada relación masa-radio, existe una configuración particular, marcada en la figura 3.9 con un punto circular sobre cada curva, a partir de la cual, para densidades centrales mayores, las configuraciones resultan híbridas. Es decir que, a partir de este valor, las estrellas experimentan una transición de fase hadrón-quark en su interior y poseen un núcleo interior de materia de quarks libres. En este sentido, el criterio de estabilidad, además, parece determinar fuertemente la posibilidad de que efectivamente existan EHs. Si las transiciones de fase son rápidas, si bien algunas de las soluciones estables resultan ser híbridas, estas constituyen solo una porción marginal del total de soluciones estables, dado que la transición de fase ocurre muy cerca de la masa máxima. En cambio, si la transición es lenta, toda la nueva rama de estabilidad extendida resulta conformada por EHs.

Hasta aquí, hemos calculado y analizado el plano  $M - R$  para los tres estadios de entropía constante para las proto-EHs a través de un proceso evolutivo simplificado, desde un estado inicial en el cual  $s \approx 1$  hasta el estado final con  $s = 0$ . Sin embargo, para realizar un estudio apropiado de esta evolución, resulta más adecuado estudiar el plano masa gravitacional-masa bariónica  $M_G - M_B$  a lo largo de una recta de masa bariónica constante, para una dada configuración estelar.

Como ya se especificó, este estudio de la evolución de las proto-ENs en el plano  $M_G - M_B$  fue desarrollado previamente por Bombaci (1996). Tal como se señala en dicho trabajo, el concepto de masa máxima introducido por Tolman, Oppenheimer and Volkoff (Tolman, 1939; Oppenheimer y Volkoff, 1939), definida como la masa gravitacional máxima que puede tener una EN antes de volverse inestable y colapsar a un agujero negro, es parcialmente inadecuado cuando se consideran los primeros segundos de evolución de la proto-EN. Allí se propone que el estudio del plano masa gravitacional-masa bariónica es la mejor manera de analizar la estabilidad de las proto-ENs y de definir el concepto de masa máxima. Para aplicar este trabajo a nuestro estudio de proto-EHs, consideramos que la masa bariónica permanece constante durante las tres etapas de la evolución térmica de la estrella, debido a que la mayor cantidad de la acreción de materia ocurre en etapas previas (Chevalier, 1989).

Los resultados del estudio en este plano para las etapas y conjuntos de parámetros con-



**Figura 3.8.** Curva de nivel  $M_{\max} = 2M_{\odot}$  como función de  $V_1$  y  $G_2$  para  $s = 0$ . La región sombreada debajo de la curva indica la familia de estrellas cuya masa máxima  $< 2M_{\odot}$ .

siderados se muestran en la figura 3.10. Cada plano contiene los tres estadios isoentrópicos. Se puede ver que  $M_G$  aumenta a medida que  $M_B$  aumenta, hasta que se alcanza un valor máximo, a partir del cual, en el caso de que la transición de fase sea rápida, las soluciones se vuelven inestables. Para el caso de transición de fase lenta, las soluciones inestables fueron removidas de los gráficos, de manera que cada curva en su totalidad representa las configuraciones estables bajo este criterio.

Siguiendo el trabajo de Bombaci (1996), en la figura 3.11 analizamos cualitativamente la evolución de las proto-EHs considerando la conservación de la masa bariónica a lo largo de la evolución térmica de las EHs. El uso de esta figura resulta representativa de la evolución de las EHs, desde la etapa  $s \simeq 1$  hasta  $s = 0$ , para los tres conjuntos de parámetros del FCM (ver figura 3.10) y permite realizar un adecuado análisis evolutivo. Sin embargo, es importante resaltar que realizamos este análisis solo para las configuraciones estables bajo el criterio de transición de fase rápida. Esto se debe a que, en este escenario, el interés en estudiar el plano  $M_G - M_B$  reside en analizar qué configuraciones de EHCs, al enfriarse, culminan como configuraciones estables y si, considerando esto, es posible alcanzar las  $2 M_{\odot}$  para las EHF. Dado que la rama de estabilidad extendida para el caso de transiciones de fase lentas, respecto a la rama usual de estabilidad, posee soluciones degeneradas en la masa, el estudio sobre la rama de estabilidad extendida pierde interés. Por este motivo, en la figura 3.11 se representa cada curva solamente hasta la configuración de masa máxima.

A partir de la figura 3.11, analizamos el proceso de enfriamiento para el caso de estabilidad dado por una transición de fase rápida. Los puntos  $a$ ,  $b$ ,  $c$  representan la configuración de masa máxima para cada estadio isoentrópico  $s \simeq 1$ ,  $s \simeq 2$  y  $s = 0$ , respectivamente. Además, resulta conveniente definir  $M_{B/G}^{(i)}$  como la masa bariónica/gravitacional asociada a las configuraciones  $i = a, b, c, d$ , y  $f$  de la figura 3.11. También definimos cuatro intervalos de masa bariónica:  $(0 - M_B^{(f)}]$ ,  $(M_B^{(f)} - M_B^{(d)}]$ ,  $(M_B^{(d)} - M_B^{(a)}]$  y  $(M_B^{(a)} - \infty)$ . La evolución de las proto-EHs puede ser seguida descendiendo sobre una recta vertical de masa bariónica constante y comenzando en la curva  $s \simeq 1$ . Si  $0 < M_B \leq M_B^{(f)}$ , como la recta vertical corta las curvas  $s \simeq 2$  y  $s = 0$ , la proto-EH se mantendrá estable, los neutrinos escaparán y terminará como una EHF en la curva  $s = 0$ . Si  $M_B^{(f)} < M_B \leq M_B^{(d)}$ , la proto-EH alcanzará una configuración estable sobre la curva  $s \simeq 2$  y los neutrinos escaparán, pero luego colapsará a un agujero negro,

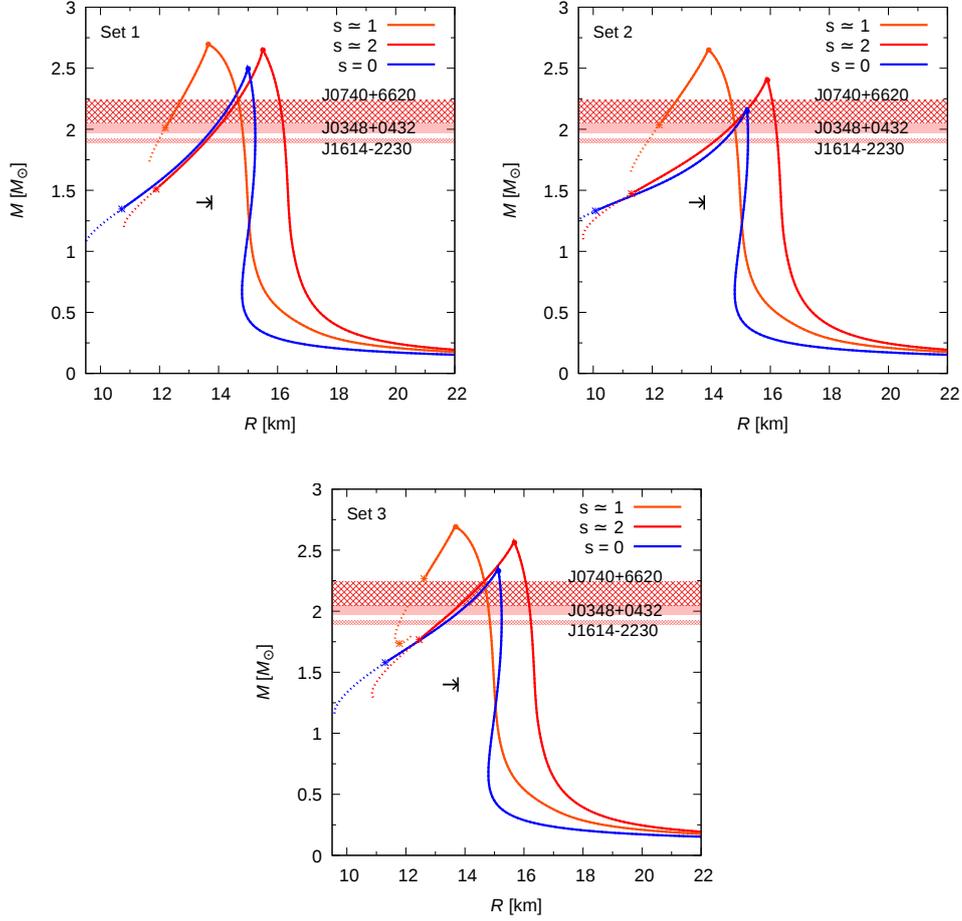
dado que no existen configuraciones estables de EHF para estos valores de masa bariónica. Para  $M_B^{(d)} < M_B \leq M_B^{(a)}$ , la proto-EH recién formada colapsará rápidamente a un agujero negro. Finalmente, para  $M_B^{(a)} < M_B < \infty$ , la proto-EH nunca se formará y el remanente de la supernova colapsará directamente a un agujero negro.

La primer configuración para la cual ocurre una transición de fase y aparece materia de quarks en su núcleo, se indica mediante un punto circular sobre cada curva del plano  $M_G - M_B$ , cada uno de ellos con una masa bariónica  $M_B^{(q,s)}$ ,  $s = 1, 2, 0$ . Configuraciones con masas bariónicas menores que la asociada al punto de cada curva son puramente hadrónicas, mientras que configuraciones con masas bariónicas mayores hasta llegar al máximo y luego también la rama posterior de estabilidad extendida, resultan EHs con núcleo de materia de quarks. A partir de la figura 3.10, se puede ver que la materia de quarks puede aparecer a lo largo de la evolución dada por la condición de masa bariónica constante. Por lo tanto, una proto-EN con masa bariónica  $M_B^{(q,0)} < M_B < M_B^{(f)}$ , podría comenzar siendo puramente hadrónica y volverse una EH con un núcleo de quarks, luego del proceso de enfriamiento.

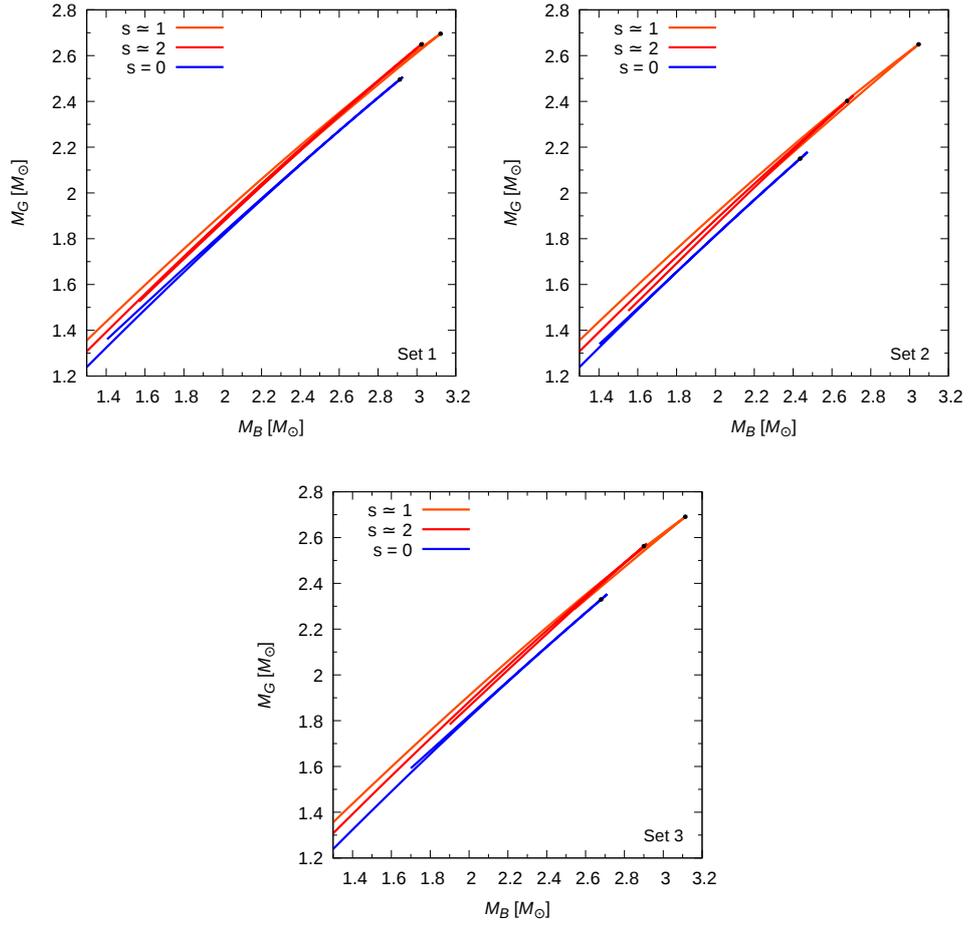
De acuerdo con estos resultados, en primer lugar, se observa que cualquier configuración que experimente una transición hadrón-quark en su núcleo en estadios tempranos, al enfriarse, terminaría como un agujero negro. Además, la secuencia de instantáneas de los diferentes estadios sugiere que el canal evolutivo para formar una EHF estable debería comenzar con un objeto inicial puramente hadrónico y la transición de fase hadrón-quark debería ocurrir con posterioridad, durante el proceso de enfriamiento entre las etapas de entropía constante  $s \simeq 2$  y  $s = 0$ .

En este sentido, es importante considerar que la transición de fase de primer orden entre materia de hadrones y materia de quarks en las proto-EHs es provocada por la nucleación de gotas de tamaño crítico de materia de quarks estable en el interior de la materia de hadrónica meta-estable. En los trabajos de [Bombaci et al. \(2011, 2016\)](#), en los cuales se estudian específicamente los efectos de la nucleación de materia de quarks en proto-EHs, se ha sugerido que si el tiempo de nucleación es más grande que el tiempo de enfriamiento de la proto-estrella hadrónica, entonces no es esperable que ocurra la nucleación de quarks en la estrella recién formada. El cálculo del tiempo de nucleación depende de las propiedades en la interfase entre la materia de hadrones y la de quarks. Con base en los resultados de [Bombaci et al. \(2011, 2016\)](#), si consideramos que el tiempo de nucleación de la materia de quarks es menor que el tiempo de enfriamiento de la proto-EH durante su evolución entre los estadios considerados en este trabajo, es posible que una proto-EN puramente hadrónica evolucione a una EHF estable con núcleo de materia de quarks.

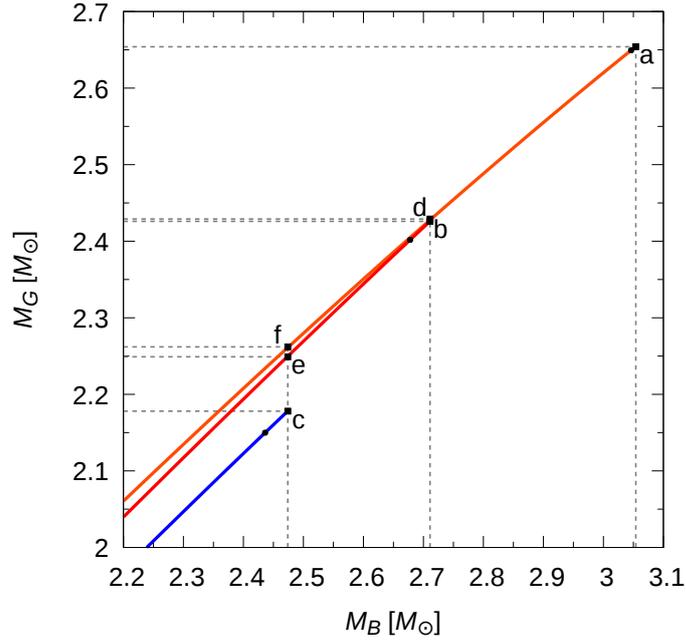
Al margen de todos los resultados y análisis realizados en este capítulo, es importante aclarar que, si bien se satisfacen las restricciones para la masa impuestas por los púlsares PSR J1614-2230, PSR J0348+0432 y PSR J0740+6620, a partir de la detección en ondas gravitacionales del evento GW170817, la EdE hadrónica utilizada en este capítulo resulta inapropiada y debe ser descartada como EdE físicamente válida, dado que no cumple la restricción  $R_{1.4} \lesssim 13.76$  km, tal como se puede notar en la figura 3.9. En este sentido, en lo que resta de la tesis en particular, y en nuestro grupo de investigación en general, hemos desarrollado y/o implementado otros modelos hadrónicos que satisfacen dicha restricción. Además, en el capítulo [Resumen, discusión y conclusiones](#), continuamos discutiendo las implicancias de este resultado.



**Figura 3.9.** Relación  $M - R$  para el Set 1, Set 2 y Set 3 (ver tabla 3.1). En cada curva a entropía por barión fija, el punto circular indica el lugar donde el núcleo de quarks aparece. En el caso de transiciones rápidas, todas las configuraciones a la derecha del pico de masa máxima son estables y todas las configuraciones ubicadas a la izquierda son inestables. En el caso de transiciones lentas, la curva continua marca las configuraciones estables hasta el asterisco (configuración terminal). Todas las configuraciones con línea punteada más allá del asterisco son inestables, debido a que allí  $\omega_0^2 < 0$ . Las barras horizontales corresponden a las mediciones de las masas de los púlsares de  $\sim 2 M_\odot$  con sus correspondientes barras de error (Antoniadis et al., 2013; Arzoumanian et al., 2018; Cromartie et al., 2019). La flecha horizontal negra marca la restricción calculada por Fattoyev et al. (2018) para GW170817,  $R_{1.4} < 13.76$  km.



**Figura 3.10.** Plano  $M_G - M_B$  para el Set 1, Set 2 y Set 3 (ver tabla 3.1). Para transición de fase rápida, las soluciones son estables hasta la masa máxima; para el caso de transición de fase lenta, cada curva completa representa todas las configuraciones estables. En cada curva isoentrópica, el punto circular indica la aparición del núcleo de materia de quarks; a diferencia de otras figuras de este capítulo, en este caso, por claridad, dichos puntos circulares se han representado en color negro.



**Figura 3.11.** Relación  $M_G - M_B$ . Configuraciones estables bajo el criterio de una transición de fase rápida para el Set 2. Sobre cada curva isoentrópica, el punto circular indica la aparición del núcleo de materia de quarks; a diferencia de otras figuras de este capítulo, en este caso, por claridad, dichos puntos circulares se han representado en color negro. Los cuadrados  $a$ ,  $b$  y  $c$  indican las configuraciones de masa máxima para  $s \approx 1$ ,  $s \approx 2$  y  $s = 0$ , respectivamente. El cuadrado  $d$  indica la configuración inicial que, al evolucionar sobre una recta vertical de masa bariónica constante, culmina en la configuración de masa máxima de la curva  $s \approx 2$ . Solo para los casos de proto-EH con masas bariónicas  $0 < M_B \leq M_B^{(f)}$ , se puede trazar una recta vertical que cruce las tres curvas isoentrópicas. Esto se indica con los cuadrados  $f$ ,  $e$  y  $c$ . Por lo tanto, de los casos estudiados como ejemplos representativos, solo este será aquel donde las proto-EHs permanecerán estables y sobrevivirán el proceso evolutivo de enfriamiento hasta llegar a ser EHF.



## Capítulo 4

# Estrellas híbridas magnéticas: el papel del campo magnético durante la fase magnetar

### 4.1. Introducción

En este capítulo, tal como se anticipó en la sección [Objetivos y metodología de la Tesis de Doctorado](#), abordamos el escenario de las EHs magnetizadas. Este trabajo fue desarrollado durante la segunda mitad del Doctorado, cuyos resultados fueron publicados en el artículo [Mariani et al. \(2019\)](#).

El estudio teórico de las ENs, considerando el papel que ocupan sus campos magnéticos (CMs) intrínsecos, se ha vuelto cada vez más relevante desde el descubrimiento de las *magnetares*. Ya se han presentado las características principales de las magnetares en la sección [1.2.1](#), cuya fenomenología puede ser explicada por la presencia de CMs extremadamente intensos, hasta  $10^{15}$  G en sus superficies. Se espera que al menos el 10% de la población de las ENs jóvenes atraviese por una fase de magnetar durante un período de tiempo breve de su evolución ( $\sim 10^4$  años) ([Kaspi y Beloborodov, 2017](#)). Como ya se ha establecido, durante su vida, las magnetares poseen intensa actividad, incluyendo emisiones permanentes y/o ráfagas breves de rayos-X, grandes explosiones y llamaradas gigantes las cuales, se estima, son alimentadas por la acción del gran CM. Estos procesos, a su vez, generan grandes alteraciones en la corteza y en la magnetósfera ([Duncan y Thompson, 1992](#)). Históricamente, las magnetares han sido asociadas con SGR y AXP. Además, han sido detectados algunos SGR de bajo CM ([Rea et al., 2013, 2014](#)), así como también objetos con intenso CM superficial que se comportan como púlsares motorizados por rotación, con alguna explosión ocasional tipo magnetar (ver [Archibald et al. \(2016\)](#) y referencias allí mencionadas).

Desde el punto de vista de los modelos teóricos, las magnetares son objetos compactos magnetizados, los cuales se modelan a través de la estructura de capas, con corteza y núcleo; además, consideramos, en el contexto de las altas densidades alcanzadas en su núcleo, la posibilidad de que existan partículas exóticas, como hiperones y materia de quarks libre.

Para comprender la estructura del CM en el interior de los objetos compactos sería necesario resolver las ecuaciones de la magnetohidrodinámica en relatividad general. Esto permitiría obtener la dirección e intensidad del CM en cualquier punto del interior de la estrella. Sin embargo, hallar este tipo de soluciones de equilibrio para modelos de ENs en el marco de la Relatividad General es un problema teórico muy complicado, que aún no ha sido totalmente resuelto. Una de las mayores dificultades es el carácter no lineal de las ecuaciones de Einstein para la métrica del espacio-tiempo. Para configuraciones realistas del CM -incluyendo

componentes toroidales y poloidales- e incorporando efectos de rotación, se deben considerar muchos términos de la métrica, conformando un sistema de ecuaciones diferenciales parciales elípticas acopladas, que debe resolverse numéricamente (ver e.g. Pili et al. (2014) y referencias allí mencionadas). Otro aspecto importante está relacionado con la manera en la que el CM evoluciona y se disipa en el interior de las ENs, las cuales, como ya explicamos, tienen una composición incierta. Debido a que la red de núcleos en la corteza es estática, allí el CM evoluciona exclusivamente a través de decaimientos de Omh, difusión ambipolar y derivas de Hall (ver el trabajo de Pons et al. (2013) y referencias allí mencionadas). Sin embargo, la evolución del CM en el núcleo es mucho más compleja e incierta debido a la posible presencia de diversas especies de partículas, los efectos de la interacción débil a través del equilibrio- $\beta$ , la difusión de partículas, la posible existencia de fases superconductoras/superfluidas, etc. (en el trabajo de Gusakov et al. (2017) se puede ver una minuciosa lista de referencias).

En este trabajo, buscamos evitar las complicaciones asociadas con la naturaleza multi-dimensional de la geometría del CM y enfocarnos en otro aspecto, también relevante, de los CMs intensos: su influencia en la EdE híbrida y en la estabilidad dinámica de las EHs, asumiendo que la transición de fase en la interfaz hadrón-quark puede ser tanto rápida como lenta. Para ello, consideramos como hipótesis de trabajo que la estructura de una EN altamente magnetizada puede ser apropiadamente descrita a través de las ecuaciones relativistas de estructura estelar estándar de la métrica esféricamente simétrica, las ecuaciones TOV, (2.31)-(2.32). Esta hipótesis está basada en las siguientes consideraciones. Primero, estudios magnetohidrodinámicos han mostrado que, durante la fase de proto-EN, la rotación diferencial crearía intensos CM toroidales dentro de la estrella (Bonanno et al., 2003; Naso et al., 2008; Friebe y Rezzolla, 2012) y que, para que un objeto compacto sea estable, su campo magnético debe ser una combinación de componentes toroidales y poloidales (Ciolfi y Rezzolla, 2012). Por lo tanto, modelos de ENs magnetizadas realistas requieren la presencia simultánea de componentes poloidales y toroidales para el CM (Ciolfi y Rezzolla, 2013). Segundo, se sabe que un CM puramente toroidal genera un objeto prolado, mientras que un CM puramente poloidal tiende a generar un objeto oblado. Si ambas componentes, toroidal y poloidal, son del mismo orden, se podría esperar que, de manera aproximada, ambas contribuciones se cancelen, dando lugar a estrellas cercanas a la simetría esférica. Tercero, usualmente, la inclusión del CM en la EdE se realiza asumiendo que el CM es *localmente* uniforme, lo cual lleva a que se diferencien las componentes de la presión paralela y perpendicular a la dirección local del CM. Debido a que, a escalas macroscópicas, el CM resultará una estructura geométrica complicada, combinación de componentes poloidales y toroidales, la dirección de dicho campo variará desordenadamente de un punto a otro y, por lo tanto, será posible promediar las componentes de la presión de manera de obtener *localmente* una presión efectiva isotrópica (en los trabajos de Bednarek et al. (2003); Flores et al. (2016), entre otros, se realiza un procedimiento similar).

Además, suponemos que la intensidad del CM es una función monótonamente decreciente de la distancia al centro de la EN. Este comportamiento será incorporado a través de una función *ad-hoc* monótona, que relaciona la intensidad del campo con el potencial químico bariónico. Si bien la hipótesis que sumimos sobre el comportamiento del CM es fuerte, ha sido ampliamente utilizada en la literatura previa, con el objetivo de estudiar las consecuencias de la presencia de un CM ultra-intenso en el núcleo de estos objetos (Bandyopadhyay et al., 1997; Mao et al., 2003; Rabhi et al., 2009; Dexheimer et al., 2012).

Por otro lado, estudiamos la estabilidad dinámica de las configuraciones de EHs utilizando el formalismo de pequeñas perturbaciones radiales (Chandrasekhar, 1964). Para ello, retomamos el formalismo presentado en la sección 2.2.2, el cual ha sido desarrollado por Pereira et al. (2018), con el fin de considerar el efecto de las transiciones de fase abruptas

en la vecindad de la interfase hadrón-quark. Uno de los principales resultados hallado por [Pereira et al. \(2018\)](#) es que la condición de estabilidad estática usual,  $\partial M/\partial \epsilon_c \geq 0$ , donde  $\epsilon_c$  es la densidad de energía central para una estrella de masa total  $M$ , se mantiene válida como un resultado general si la transición de fase es rápida, pero esta generalidad se pierde si la transición es lenta. Como consecuencia, es posible que aparezca una rama de estabilidad adicional para las configuraciones de EHs, en el caso de transiciones de fase lentas.

Adicionalmente, construimos la relación en el plano masa gravitacional-masa bariónica para estos objetos, con el fin de estudiar el proceso en el cual una magnetar evoluciona, a través del decaimiento del CM, a una EH con bajo CM y estimar la energía liberada durante este proceso, basados en las ideas desarrolladas en el trabajo de [Bombaci \(1996\)](#) y ya presentadas en el capítulo 3.

En resumen, en este capítulo, estudiamos en detalle la estructura y estabilidad de EHs con bajo CM y de magnetares, considerando transiciones de fase rápidas y lentas, y analizamos los procesos dinámicos que pueden experimentar estos objetos a través de su relación masa gravitacional-masa bariónica. Con el objetivo de automatizar los cálculos e integrar el proceso completo, se utilizará el código NESTOR, adaptado para correr los códigos de EdE con la presencia de CM y obtener la estructura y estabilidad de EHs magnetizadas.

## 4.2. Modelos para la ecuación de estado híbrida magnetizada

Establecidas las condiciones bajo las cuales realizamos este trabajo, en esta sección presentamos la manera en que construimos la EdE híbrida magnetizada. En este escenario, tal como siempre que se trabaja con ENs aisladas luego de los primeros minutos de su formación, trabajaremos en la aproximación de temperatura cero. Recordemos, antes, que en el apéndice B se discuten asuntos de interés relacionados con los sistemas de unidades electromagnéticos que utilizamos durante este capítulo.

### 4.2.1. Consideraciones sobre el campo magnético

En primer lugar, antes de abordar los modelos para la materia densa, presentamos la manera en la que caracterizamos al CM y el método mediante el cual consideramos sus efectos, en el contexto de un objeto compacto magnetizado.

#### 4.2.1.1. *Ansatz* para la intensidad del campo magnético

Con el objetivo de incluir el efecto de la variación de la intensidad del CM desde el centro hasta la superficie de una EH magnetizada, consideramos, al igual que en el trabajo de [Dexheimer et al. \(2012\)](#), un CM en la dirección del eje  $z$  *local* y dependiente del potencial químico bariónico,  $\mu_b$ , de la forma

$$B(\mu_b) = B_{\min} + B_{\max} \left\{ 1 - \exp \left[ \beta \frac{(\mu_b - m_n)^\alpha}{m_n} \right] \right\}, \quad (4.1)$$

donde  $\alpha = 2.5$  y  $\beta = -4.08 \times 10^{-4}$  son parámetros fijos y  $m_n$  es la masa del nucleón. La forma funcional de la ecuación (4.1) y los valores de los parámetros fueron seleccionados de manera de reproducir los valores del CM que se obtienen a partir de la parametrización en términos de la densidad presentada en los trabajos de [Bandyopadhyay et al. \(1997\)](#); [Rabhi et al. \(2009\)](#); [Mao et al. \(2003\)](#). Se debe notar que esta parametrización es independiente de la EdE y no genera ninguna discontinuidad en la interfase hadrón-quark de la EH. Como se verá en las siguientes secciones, una de las consecuencias de utilizar este *ansatz* es que solo se

alcanzan valores cercanos a  $B_{\max}$  para el caso de los CM centrales de estrellas con densidades centrales muy altas, como se ha sugerido en el trabajo de [Dexheimer et al. \(2012\)](#).

En el marco de esta parametrización, consideramos dos casos representativos, de interés astrofísico: el caso de *EHS con CM bajo*, con  $B_{\min} = 10^{13}$  G y  $B_{\max} = 10^{15}$  G, y el caso *magnetar*, con  $B_{\min} = 10^{15}$  G y  $B_{\max} = 3 \times 10^{18}$  G. Los valores seleccionados para  $B_{\min}$  están motivados por los campos magnéticos registrados observacionalmente (ver figura 1.8). Los valores para  $B_{\max}$  los seleccionamos respetando la cota hallada en el trabajo de [Lai y Shapiro \(1991\)](#), donde encuentran que campos mayores que  $\sim 10^{18}$  G desestabilizan la estrella.

#### 4.2.1.2. Anisotropías debido a la presencia del campo magnético

En este punto, debemos retomar los aspectos planteados en la sección 2.1.3, considerando el caso particular de temperatura cero. El CM actúa sobre las partículas cargadas eléctricamente, introduciendo la cuantización en niveles de Landau y modificando el GP termodinámico por unidad de volumen,  $\tilde{\Omega}$ . Además, como ha sido mencionado previamente en la sección 4.1, desde un punto de vista microscópico, proponemos un CM localmente uniforme y en la dirección del eje  $z$ . Como consecuencia, aparece una asimetría entre las presiones paralela,  $P_{\parallel}$ , y transversal,  $P_{\perp}$ , a la dirección local de  $B$ .

Por otro lado, el tensor energía-momento de la materia en presencia de un CM puede ser separado en dos componentes,

$$T_{\mu\nu} = T_{\mu\nu}^{\text{mat}} + T_{\mu\nu}^{\text{CM}}, \quad (4.2)$$

donde el primer término representa la contribución de la materia magnetizada y el segundo es puramente electromagnético.

Por lo tanto, en presencia de un CM localmente uniforme en la dirección del eje  $z$ , el tensor  $T_{\mu\nu}^{\text{mat}}$ , puede ser escrito como

$$T_{\mu\nu}^{\text{mat}} = \text{diag}(\epsilon, P_{\perp}, P_{\perp}, P_{\parallel}), \quad (4.3)$$

donde  $\epsilon$  es la densidad de energía y  $P_{\parallel}, P_{\perp}$  están dadas por

$$\begin{aligned} P_{\parallel} &= -\tilde{\Omega}, \\ P_{\perp} &= -\tilde{\Omega} + P_{\text{Mag}}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

las cuales se relacionan a través de la presión de la magnetización,  $P_{\text{Mag}} = -\mathcal{M}B$ , donde la magnetización total de la materia,  $\mathcal{M}$ , se define según ([Blandford y Hernquist, 1982](#); [González Felipe et al., 2008](#))

$$\mathcal{M} = -\partial\tilde{\Omega}/\partial B|_{\mu_B}. \quad (4.5)$$

Además, existe otra contribución a la anisotropía del sistema, proveniente de los términos puramente magnéticos,

$$T_{\mu\nu}^{\text{CM}} = \text{diag}(B^2/2, B^2/2, B^2/2, -B^2/2). \quad (4.6)$$

Por lo tanto, el tensor energía-momento total se escribe

$$T_{\mu\nu} = \text{diag}\left(\epsilon + B^2/2, P_{\perp} + B^2/2, P_{\perp} + B^2/2, P_{\parallel} - B^2/2\right). \quad (4.7)$$

En la sección 4.2.4, mostramos que, de acuerdo a nuestros modelos, la anisotropía, proveniente de la magnetización en la ecuación (4.5), no contribuye significativamente a la EdE y puede ser despreciada, debido a que no afecta las propiedades globales de la estrella. Sin

embargo, mostramos también que las anisotropías en  $T_{\mu\nu}$  provenientes de los términos puramente magnéticos pueden ser considerables en algunas capas de alta densidad de la estrella, como consecuencia de los valores extremos del CM en dichas regiones (ver figura 4.3). En esta instancia, retomamos los argumentos planteados en la sección 4.1 y consideramos que, en el núcleo de las ENs, el CM es una combinación complicada de componentes poloidales y toroidales, con la dirección del CM variando de manera desordenada de un punto a otro. En dicho escenario, resulta válido promediar las componentes espaciales de  $T_{\mu\nu}$ , de manera de obtener una presión isotrópica efectiva *local* (Bednarek et al., 2003; Flores et al., 2016):

$$P = \frac{T_{11} + T_{22} + T_{33}}{3} = \frac{2P_{\perp} + P_{\parallel}}{3} + \frac{B^2}{6} = P_{\text{mat}} + P_{\text{CM}}. \quad (4.8)$$

Con esta prescripción, podemos asegurar que los resultados que obtengamos, a partir de considerar simetría esférica, seguirán siendo válidos cuando las anisotropías correspondientes a las ecuaciones (4.3) y (4.6) estén presentes en la estrella. En consecuencia, estamos habilitados para construir la EdE del sistema,  $P = P(\epsilon)$ , la cual permite obtener familias de EHs magnetizadas estables utilizando las ecuaciones TOV, (2.31) y (2.31).

#### 4.2.2. Fases de la ecuación de estado híbrida magnetizada

Las expresiones específicas para las cantidades termodinámicas de la materia dependen del modelo particular usado para cada fase, los cuales serán abordados a continuación.

##### 4.2.2.1. Materia subnuclear

Para modelar la materia magnetizada a densidades subnucleares en la corteza de la EH, utilizamos una EdE magnetizada basada en el modelo BPS, con un CM de  $10^{15}$  G, construida en el trabajo de Lai y Shapiro (1991). En dicho trabajo, los autores concluyen que, para valores de densidades típicos de la corteza exterior de una EN, la EdE magnetizada difiere de la no magnetizada solo para densidades menores que  $\epsilon = 0.2124 \text{ MeV}/\text{fm}^3 \approx 4 \times 10^{12} \text{ g}/\text{cm}^3$ . Por lo tanto, en este trabajo, consideramos esta EdE para cortezas magnetizadas hasta  $\sim 4 \times 10^{12} \text{ g}/\text{cm}^3$  y la EdE BPS-BBP no magnetizada para densidades mayores, hasta el valor de la densidad donde finaliza la corteza,  $\sim 10^{14} \text{ g}/\text{cm}^3$ .

##### 4.2.2.2. Materia de hadrones

Para modelar la materia de hadrones en el núcleo externo de la EH, utilizamos el modelo RMF con la parametrización GM1L, la cual tiene constantes de acoplamiento dependientes de la densidad (Spinella, 2017). Incluimos la presencia del octeto bariónico y de las cuatro resonancias  $\Delta$  (ver sección 2.1.2.2). A pesar de que este modelo ha sido utilizado previamente para describir la materia hadrónica en el interior de una EN (Spinella, 2017; Ranea-Sandoval et al., 2019; Malfatti et al., 2019), en este trabajo realizamos una extensión del modelo incorporando los efectos del CM.

Las constantes de acoplamiento relativas, escalares y vectoriales, mesón-hiperón han sido determinadas siguiendo el modelo *Nijmegen extended soft core (ESC08)* (Rijken et al., 2010). Las constantes de acoplamiento isovectoriales relativas mesón-hiperón fueron ajustadas al isospin de los hiperones y, para las resonancias  $\Delta$ , tomamos  $x_{\sigma\Delta} = x_{\omega\Delta} = 1.1$  y  $x_{\rho\Delta} = 1.0$ , donde se utilizó que  $x_{iH} = g_{iH}/g_{iN}$  (ver detalles en el trabajo de Spinella, 2017).

La forma funcional de las constantes de acoplamiento mesón-barión dependientes de la densidad,  $g_{\rho b}(n_B)$ , asociadas al mesón  $\rho$ , está dada por (Typel, 2018),

$$g_{\rho b}(n_B) = g_{\rho b}(n_0) \exp \left[ -a_{\rho} \left( \frac{n_B}{n_0} - 1 \right) \right], \quad (4.9)$$

#### 4. Estrellas híbridas magnéticas

parámetro	GM1L
$m_\sigma$ (GeV)	0.5500
$m_\omega$ (GeV)	0.7830
$m_\rho$ (GeV)	0.7700
$g_{\sigma N}$	9.5722
$g_{\omega N}$	10.6180
$g_{\rho N}$	8.9830
$b_\sigma$	0.0029
$c_\sigma$	-0.0011
$a_\rho$	0.3898

**Tabla 4.1.** Parámetros de la parametrización GM1L, que conducen a las propiedades de la materia nuclear a la densidad de saturación dadas en la tabla 4.2.

donde  $n_B = \sum_b n_b$  es la densidad numérica bariónica total. El parámetro  $a_\rho$  se ajusta teniendo en cuenta propiedades de los núcleos atómicos, como la energía de ligadura por nucleón, densidades de protones y neutrones, la interacción entre los nucleones, entre otras (Typel, 2005).

Los parámetros del modelo GM1L que utilizamos en este trabajo se enumeran en la tabla 4.1; las propiedades de saturación, incluyendo la densidad de saturación nuclear,  $n_0$ , la energía por nucleón,  $E_0$ , la incompresibilidad de la materia nuclear,  $K_0$ , la masa efectiva del nucleón,  $m^*/m_N$ , la energía de asimetría,  $J$ , la pendiente de la energía de asimetría,  $L_0$ , el potencial del nucleón,  $U_N$ , que surgen de esta parametrización, se enumeran en la tabla 4.2; los valores para las masas de los bariones y las resonancias  $\Delta$  fueron tomadas del trabajo de Spinella (2017).

En este punto, en consecuencia, retomamos las expresiones del modelo RMF presentado en la sección 2.1.2.2; en particular, tenemos que resolver el sistema de ecuaciones (2.12) para los campos mesónicos medios,  $\bar{\sigma}$ ,  $\bar{\omega}$  y  $\bar{\rho}$ , incorporando los efectos del CM. Para ello, se debe considerar la cuantización de Landau presentada en la sección 2.1.3. En el trabajo de Broderick et al. (2000) se obtienen las magnitudes termodinámicas para la materia de hadrones magnetizada, pero utilizando otra parametrización del RMF y considerando solo protones y neutrones. En nuestro caso, retomamos dicho trabajo incorporando el octeto bariónico completo y las resonancias  $\Delta$ , y considerando la dependencia con la densidad de la constante de acoplamiento asociada al mesón  $\rho$ , ecuación (4.9). Para bariones con carga eléctrica distinta de cero, sujetos a un campo magnético externo,  $B$ , las densidades escalares y vectoriales resultan

$$n_{c,b}^s = \frac{|q_b|B m_b^*}{2\pi^2} \sum_{-s}^{+s} \sum_{n=0}^{\nu \leq \nu_{\max}} \ln \left| \frac{k_{z,F}^b + E_F^b}{\bar{m}_b} \right|, \quad (4.10)$$

$$n_{c,b}^\nu = \frac{|q_b|B}{2\pi^2} \sum_{-s}^{+s} \sum_{n=0}^{\nu \leq \nu_{\max}} k_{z,F}^b, \quad (4.11)$$

donde la doble suma se realiza sobre el número cuántico del momento angular,  $n$ , y sobre la proyección del spin,  $\sigma = -s, \dots, +s$ , y  $q_b$  es la carga eléctrica del barión  $b$ . Como se especificó en la subsección 2.1.3, la restricción  $\nu \leq \nu_{\max}$  proviene del hecho de que  $k_{z,F}(\nu)$  debe ser real. Las masas efectivas, la componente  $z$  del momento de Fermi y la energía de Fermi están

Propiedad de saturación	GM1L
$n_0$ (fm <sup>-3</sup> )	0.153
$E_0$ (MeV)	-16.30
$K_0$ (MeV)	300.0
$m^*/m_N$	0.70
$J$ (MeV)	32.5
$L_0$ (MeV)	55.0
$-U_N$ (MeV)	65.5

**Tabla 4.2.** Propiedades de la materia nuclear a la densidad de saturación nuclear,  $n_0$ , calculadas para la parametrización GM1L (Spinella, 2017).

dadas por

$$\begin{aligned}
 m_b^* &= m_b - g_{\sigma b} \bar{\sigma}, \\
 \bar{m}_b &= \sqrt{m_b^{*2} + 2\nu |q_b| B}, \\
 k_{z,F}^b &= \sqrt{E_F^b - \bar{m}_b^2}, \\
 E_F^b &= \mu_b - g_{\omega b}(n) \bar{\omega} - g_{\rho b}(n) \bar{\rho} I_{3b} - \tilde{R},
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

respectivamente, donde  $\tilde{R}$  es el término de acomodamiento dado por

$$\tilde{R} = \sum_b \frac{\partial g_{\rho b}(n)}{\partial n} I_{3b} n_b^v \bar{\rho}, \tag{4.13}$$

necesario para la consistencia termodinámica del modelo (Hofmann et al., 2001). La densidad de energía para los bariones cargados está dada por

$$\epsilon_{c,b} = \frac{|q_b| B}{4\pi^2} \sum_{-s}^{+s} \sum_{n=0}^{v \leq v_{\max}} \left( k_{z,F}^b E_F^b + \bar{m}_b^2 \ln \left| \frac{k_{z,F}^b + E_F^b}{\bar{m}_b} \right| \right). \tag{4.14}$$

Para los bariones con carga eléctrica nula, las densidades vectoriales y escalares están dadas por

$$n_{n,b}^s = \frac{\gamma_s m_b^*}{4\pi^2} \left( E_F^b k_F^b - m_b^{*2} \ln \left| \frac{k_F^b + E_F^b}{m_b^*} \right| \right), \tag{4.15}$$

$$n_{n,b}^v = \frac{\gamma_s}{2\pi^2} \frac{(k_F^b)^3}{3}, \tag{4.16}$$

donde el factor de degeneración del spin resulta  $\gamma_s = 2$  para partículas con spin 1/2 y  $\gamma_s = 4$  para partículas con spin 3/2. Las ecuaciones (4.12) son también válidas para los bariones con carga eléctrica nula, pero con  $\bar{m}_b = m_b^*$  y considerando el momento total de Fermi,  $k_F^b = \sqrt{E_F^b - m_b^{*2}}$ , en lugar de considerar solamente su componente  $z$ . La densidad de energía para los bariones con carga eléctrica nula está dada por

$$\epsilon_{n,b} = \frac{\gamma_s}{4\pi^2} \left[ \frac{1}{2} (E_F^b)^3 k_F^b - \frac{1}{4} m_b^{*2} \left( E_F^b k_F^b + m_b^{*2} \ln \left| \frac{k_F^b + E_F^b}{m_b^*} \right| \right) \right]. \tag{4.17}$$

#### 4. Estrellas híbridas magnéticas

La densidad de energía bariónica total resulta, entonces,

$$\epsilon_B = \sum_b \epsilon_b + \frac{1}{2} \left( m_\sigma^2 \bar{\sigma}^2 + m_\omega^2 \bar{\omega}^2 + m_\rho^2 \bar{\rho}^2 \right) + \frac{1}{3} b_\sigma m_N g_{\sigma N} \bar{\sigma}^3 + \frac{1}{4} c_\sigma m_N g_{\sigma N} \bar{\sigma}^4, \quad (4.18)$$

donde la suma se realiza sobre todos los bariones, tanto sobre los que tienen carga eléctrica distinta de cero como sobre los que tienen carga eléctrica nula. Las expresiones para las componentes de la presión quedan determinadas la ecuación (4.18), resultando

$$P_{\parallel} = \sum_b \mu_b n_b^\nu - \epsilon_B, \quad (4.19)$$

$$P_{\perp} = \sum_b \mu_b n_b^\nu - \epsilon_B - \mathcal{M}B, \quad (4.20)$$

donde la suma también se realiza sobre todos los bariones. Si se consideran las ecuaciones (4.19) y (4.20) y se sigue la prescripción dada en la ecuación (4.8), se obtiene la EdE magnetizada para la materia hadrónica.

Tal como hemos establecido, además del octeto bariónico, hemos incluido las cuatro resonancias  $\Delta$  para la fase hadrónica. Vale la pena volver a mencionar esto, pues, a diferencia de todas las otras partículas que consideramos en este trabajo, las partículas  $\Delta$  tienen spin  $s = 3/2$ . Esta propiedad modifica los valores que puede tomar el número cuántico  $\nu$  y, en consecuencia, la manera en que se realiza la suma sobre los niveles de Landau en la ecuación (2.20).

##### 4.2.2.3. Materia de quarks

Para modelar la materia del núcleo interno de las EHs, consideramos la presencia de los quarks  $u$ ,  $d$  y  $s$  desconfiados y en presencia de un CM, a temperatura cero y descritos a través del FCM. Por lo tanto, el efecto de estos parámetros será el de desplazar el valor del potencial químico,  $\bar{\mu} = \mu - V_1/2$ , y el de agregar un término de presión de vacío, proporcional a  $G_2$ . Salvo que se aclare específicamente, seleccionamos dos conjuntos de valores para los parámetros del FCM, presentados en la tabla 4.3, los cuales, como se verá más adelante, satisfacen la restricción de  $2 M_\odot$ .

Partiendo de los desarrollos realizados en Strickland et al. (2012), donde se calcula la EdE para un gas de Fermi bajo la acción de un CM constante, incluimos la cuantización en niveles de Landau al FCM, obteniendo una densidad numérica dada por

$$n_q = \frac{\gamma_c |q_q| B}{2\pi^2} \sum_{-s}^{+s} \sum_{n=0}^{\nu \leq \nu_{\max}} k_{z,F}^q, \quad (4.21)$$

la densidad de energía,

$$\epsilon_q = \frac{\gamma_c |q_q| B}{4\pi^2} \sum_{-s}^{+s} \sum_{n=0}^{\nu \leq \nu_{\max}} \left[ E_F^q k_{z,F}^q + \bar{m}^2 \ln \left( \frac{E_F^q + k_{z,F}^q}{\bar{m}} \right) \right], \quad (4.22)$$

y las componentes paralelas y transversales de la presión,

$$\begin{aligned} P_{\parallel,q} &= \frac{\gamma_c |q_q| B}{4\pi^2} \sum_{-s}^{+s} \sum_{n=0}^{\nu \leq \nu_{\max}} \left[ E_F^q k_{z,F}^q - \bar{m}^2 \ln \left( \frac{E_F^q + k_{z,F}^q}{\bar{m}} \right) \right], \\ P_{\perp,q} &= \frac{\gamma_c |q_q|^2 B^2}{2\pi^2} \sum_{-s}^{+s} \sum_{n=0}^{\nu \leq \nu_{\max}} \nu \ln \left( \frac{E_F^q + k_{z,F}^q}{\bar{m}} \right). \end{aligned} \quad (4.23)$$

**Tabla 4.3.** Conjuntos de parámetros del FCM seleccionados para calcular los modelos estelares en el escenario de EHs magnetizadas.

Set	$V_1$ [MeV]	$G_2$ [GeV <sup>4</sup> ]
1	20	0.014
2	90	0.007

La doble suma se realiza sobre el número cuántico del momento angular,  $n$ , y sobre la proyección del spin,  $\sigma = -s, \dots, +s$ ,  $q_q$  es la carga eléctrica del quark  $q$  y  $\gamma_c$  es el factor de degeneración de color,  $\gamma_c = 3$ . A temperatura cero, los gluones, por ser bosones, no contribuyen a la presión, por lo tanto no los consideramos. La masa efectiva, la componente  $z$  del momento de Fermi y la energía de Fermi están dadas, respectivamente, por

$$\bar{m}^2 = m^2 + 2\nu|q|B, \quad (4.24)$$

$$k_{z,F}^q = \sqrt{\tilde{\mu}_q^2 - 2\nu|q|B - m^2}. \quad (4.25)$$

$$E_F^q = \tilde{\mu}_q. \quad (4.26)$$

Tal como plantea [Strickland et al. \(2012\)](#), las ecuaciones (4.21), (4.22) y (4.23) satisfacen tanto la relación termodinámica para el GP,

$$\tilde{\Omega} = \epsilon - \mu n = -P_{\parallel}, \quad (4.27)$$

como la relación canónica entre las componentes de la presión,

$$P_{\perp} = P_{\parallel} - \mathcal{M}B, \quad (4.28)$$

donde  $\mathcal{M}$  es la magnetización de la materia. Por lo tanto, a partir de la prescripción dada en la ecuación (4.8), la presión total de la materia de quarks resulta

$$P_{\text{mat},q} = \sum_{q=u,d,s} \frac{1}{3} (2P_{\perp,q} + P_{\parallel,q}) + P_{\text{vac}}, \quad (4.29)$$

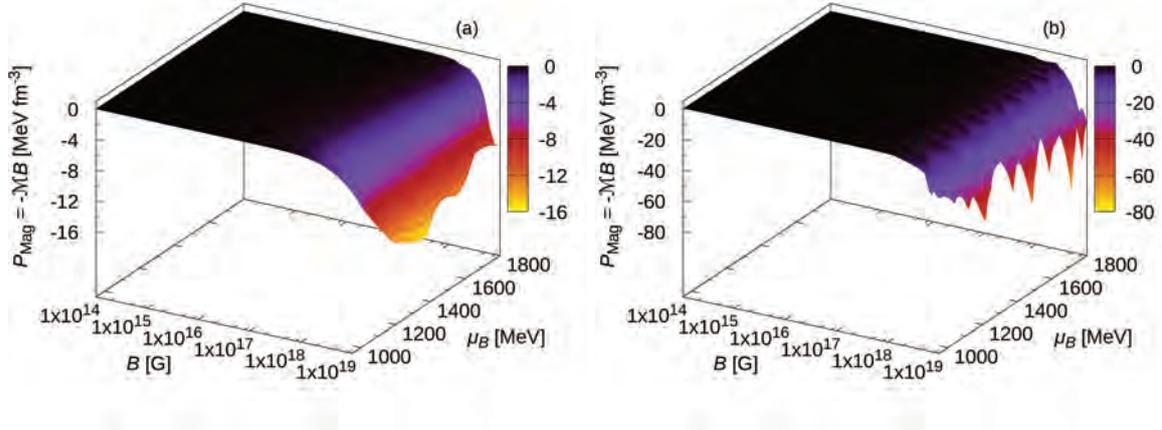
donde  $P_{\text{vac}}$  es la presión de vacío dada por ([Simonov y Trusov, 2007b,a](#); [Nefediev et al., 2009](#))

$$P_{\text{vac}} = -\frac{9}{64}G_2. \quad (4.30)$$

En consecuencia, a partir de las expresiones para la densidad de energía, ecuación (4.22), y para la presión total, ecuación (4.29), se puede obtener la EdE magnetizada para la materia de quarks.

### 4.2.3. Materia leptónica

Debido a que trabajamos a temperatura cero, solo consideramos la presencia de electrones y muones para la contribución leptónica, presente en ambas fases de hadrones y de quarks. Los leptones son tratados como un gas de Fermi libre con la contribución del CM dada por la ecuación (4.1) y la correspondiente cuantización en niveles de Landau. Las expresiones para las magnitudes termodinámicas son iguales que en el caso de la materia de quarks, con las correcciones correspondientes para los valores de las masas y cargas eléctricas de los leptones, considerando, evidentemente, el factor de degeneración de color  $\gamma_c = 1$ , en lugar de  $\gamma_c = 3$ , y tomando  $V_1 = G_2 = 0$ .



**Figura 4.1.** Presión de magnetización,  $P_{\text{Mag}} = -\mathcal{M}B$ , como función del CM y del potencial químico bariónico para las fases de hadrones (a) y de quarks (b). La referencia de la barra de color también indica el valor de  $P_{\text{Mag}}$ . Para el caso hadrónico, se puede ver que solo para los valores extremadamente grandes del CM,  $B \gtrsim 10^{19}$  G, la presión de magnetización es no despreciable. Para estos valores del CM, la transición de fase ya ha ocurrido por lo que no consideramos la presión de magnetización en la EdE de hadrones. Para la fase de quarks, se hacen evidentes los efectos oscilatorios producto de la cuantización de Landau y que, solo cuando el CM es extremadamente intenso, la presión de magnetización se torna un efecto considerable.

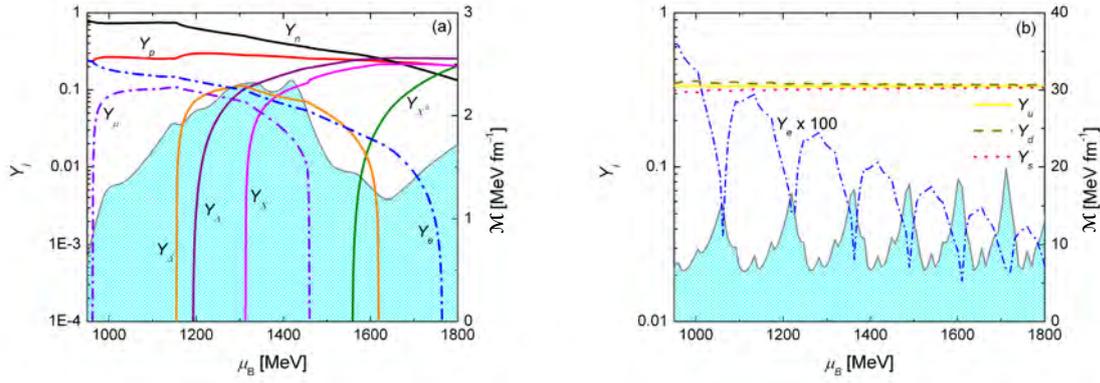
#### 4.2.4. Ecuación de estado híbrida y transición de fase

Para cada fase por separado, consideramos la conservación de número bariónico,  $n_B$ , y la neutralidad local de carga eléctrica, ya detalladas en la sección 2.1.1, en las ecuaciones (2.6) y (2.7), respectivamente. También se impone la condición de equilibrio- $\beta$ , mediante vínculos entre los potenciales, establecidos en la ecuación (2.4).

Una vez que las EdEs de cada fase se encuentran calculadas, es posible construir la EdE híbrida total. Trabajamos considerando la *construcción de Maxwell*, en la que se modela una transición de fase hadrón-quark abrupta, descrita previamente en la sección 2.1.1. En este escenario, el cruce de la EdE de hadrones y de quarks, en el plano  $P - \mu_B$ , definen el momento en que ocurre la transición de fase.

Una vez construida la EdE híbrida magnetizada, el primer aspecto a discutir sobre estos resultados es la contribución de la magnetización,  $\mathcal{M}$ , y de la presión de la magnetización,  $P_{\text{Mag}}$ . La figura 4.1 muestra la presión de la magnetización para ambas fases, hadrones en el panel (a) y quarks en el panel (b), como función del potencial químico bariónico y del CM. Es importante remarcar que, para este cálculo particular, no se consideró la parametrización dada en la ecuación (4.1), sino que tratamos al CM y al potencial químico bariónico como variables independientes entre sí. En este caso, tampoco consideramos los valores para los parámetros del FCM dados en la tabla 4.3. Para estudiar los efectos de la magnetización, usamos  $V_1 = 20$  MeV y  $G_2 = 0.006$  GeV<sup>4</sup>, los cuales son valores representativos del comportamiento general del modelo de quarks.

Aclarado esto, analicemos los resultados para la magnetización de ambas fases de manera separada. La figura 4.1 (a) muestra que la presión de magnetización de los hadrones es considerable solo para valores extremadamente altos del CM, bajo condiciones de densidad en los cuales la materia hadrónica ya no se encuentra presente, debido a que ocurre la transición



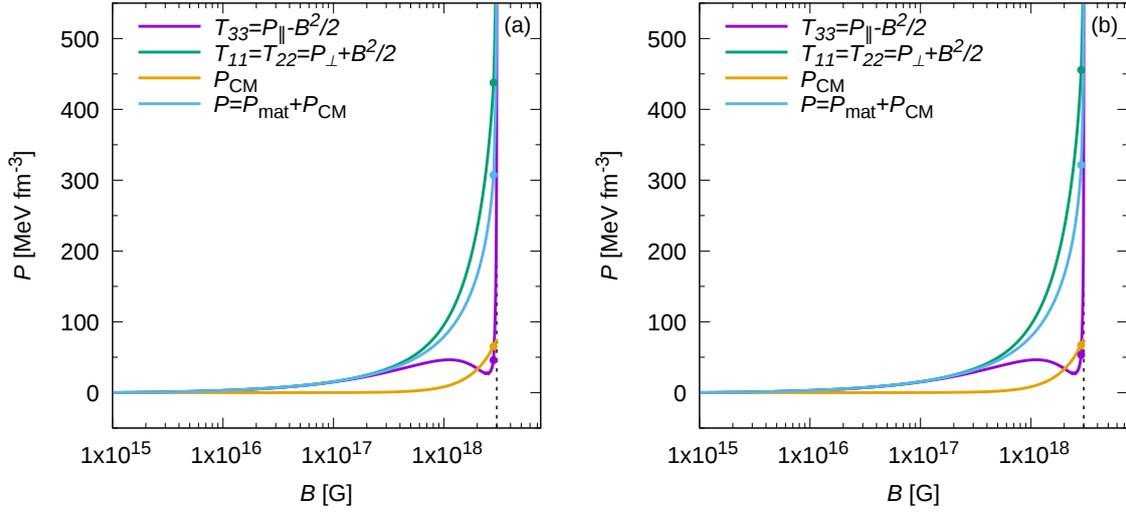
**Figura 4.2.** Abundancia de partículas para la fase de hadrones (a) y de quarks (b) y la correspondiente magnetización de la materia, como función del potencial químico bariónico para un dado CM constante,  $B \sim 5 \times 10^{18}$  G. En el panel (a), se puede ver como los picos y los valles de la magnetización (curva gris) están acoplados a la aparición o desaparición de alguna especie de partícula. En el panel (b), la magnetización responde a la oscilación de la abundancia de electrones, los cuales varían según la ocupación de los niveles de Landau. Con el fin de facilitar la visualización del comportamiento de la magnetización, se ha coloreado de cian el área debajo de la curva gris correspondiente al valor de la magnetización.

de fase. Como consecuencia de este comportamiento, y para evitar dificultades numéricas innecesarias, solo consideramos la presión de magnetización en la fase de quarks. En este sentido, vale la pena mencionar que para la fase de quarks, figura 4.1 (b), la magnetización y la presión de magnetización pueden ser calculadas analíticamente a partir de las expresiones para la presión, ecuación (4.23),  $\mathcal{M}B = P_{\parallel} - P_{\perp}$ . Sin embargo, para obtener esta magnitud para la fase de hadrones, es necesario realizar los cálculos de manera numérica a partir de la ecuación (4.19).

Los resultados mostrados en la figura 4.2 permiten profundizar nuestro estudio de la materia magnetizada. En dicha figura, se puede ver, para hadrones en el panel (a) y para quarks en el panel (b), la magnetización y las abundancias de las partículas como función del potencial químico bariónico para un dado CM constante. En ambas figuras, es notoria la manera en que la magnetización reacciona al cambio en la abundancia de cada especie de partículas. En la fase hadrónica, los picos y valles de la magnetización ocurren debido a la sucesiva aparición y desaparición de las especies de hadrones. En la fase de quarks, la magnetización muestra un comportamiento oscilatorio correlacionado con las oscilaciones en las abundancias, más evidentes en el caso de los electrones, indicando la creciente ocupación de los niveles de Landau a medida que aumenta el potencial químico.

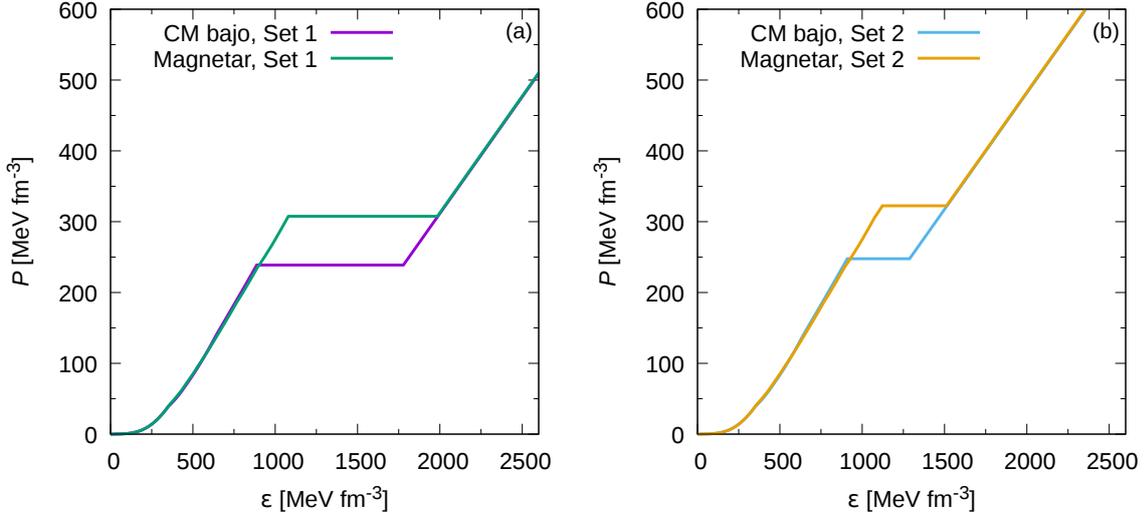
En la figura 4.3, mostramos las diferentes componentes de la presión para la materia híbrida como función del CM. En este caso, y de aquí en adelante, volvemos al escenario del CM parametrizado a través de la ecuación (4.1). En esta figura, consideramos el caso de la EdE para una magnetar y para los dos conjuntos de parámetros del FCM dados en la tabla 4.3. Se puede observar que la diferencia entre las componentes paralela y perpendicular de la presión aumenta a medida que el CM aumenta. Además, el término puramente magnético se vuelve relevante solo para valores extremadamente altos del CM,  $B > 10^{18}$  G. El caso de la EdE para una EH con CM bajo no se muestra, dado que no aparecen anisotropías en las componentes de la presión y que el término de presión puramente magnético es despreciable para todo el intervalo de valores del CM considerado.

Finalmente, presentamos los resultados totales para la materia híbrida magnetizada. Por



**Figura 4.3.** Componentes de la presión para la materia híbrida como función del CM para el Set 1 (a) y el Set 2 (b) de los parámetros del FCM y para el caso magnetar. El punto en cada curva indica la transición de fase de hadrones a quarks, de manera que para densidades/CMs menores existe materia hadrones y para densidades/CMs mayores, materia de quarks. Se puede observar que las componentes paralela y transversal son equivalentes para bajos CMs y se separan cada vez más a medida que el CM aumenta. También se puede notar que la componente puramente magnética de la presión domina solamente en el régimen de CM extremadamente alto. El caso de EH con CM bajo no se muestra debido a que, como es de esperar, no muestra anisotropías en las componentes de la presión de la materia y la componente puramente magnética tiene una contribución despreciable para todo el intervalo del CM.

un lado, en la figura 4.4, mostramos la EdE híbrida magnetizada para las EHs con CM bajo y para las magnetares, considerando ambos conjuntos de parámetros del FCM. Se puede observar cómo la variación del CM o de los parámetros del FCM afectan los valores de la presión de transición y del salto en la densidad de energía, entre las fases de hadrones y quarks. Si comparamos los paneles (a) y (b), se puede notar que dicho salto es mayor para el Set 1 que para el Set 2. Además, para ambos conjuntos de parámetros, a CM mayor, el valor de la presión de transición es mayor y, además, ocurre para un valor mayor de la densidad. Por otro lado, en la figura 4.5, mostramos las abundancias de partículas para la materia híbrida magnetizada como función de la densidad numérica bariónica para el caso de EHs con CM bajo y para magnetares, para ambos conjuntos de parámetros del FCM. Como se puede ver, el salto en la densidad numérica en la transición de fase (área gris sombreada) también resulta muy dependiente de los valores de los parámetros del FCM, pero la variación en los parámetros del CM es imperceptible, a diferencia de lo que ocurre en la figura 4.4. Si bien las variaciones en la intensidad del CM o los valores de los parámetros del FCM afectan las abundancias de partículas, estas mismas variaciones no modifican las especies de partículas que aparecen en la fase de hadrones antes de la transición de fase. Además, las resonancias  $\Delta^-$  muestran una presencia fuerte en todos los casos, apareciendo incluso antes que la mayoría de las partículas del octeto bariónico. Por otro lado, como es usual, hay una fuerte disminución en la abundancia de leptones de la fase de hadrones hacia la de quarks. Sin embargo, esta disminución es menor en el caso de las magnetares que en el caso de las EHs con CM bajo.



**Figura 4.4.** EdEs híbridas para los dos casos, EH con CM bajo y magnetar, y para el Set 1 (a) y el Set 2 (b) de los parámetros del FCM. En las curvas, la región de presión constante se corresponde con el salto en la densidad de energía debido a la transición de fase.

### 4.3. Estructura estelar y estabilidad dinámica para las estrellas híbridas magnetizadas

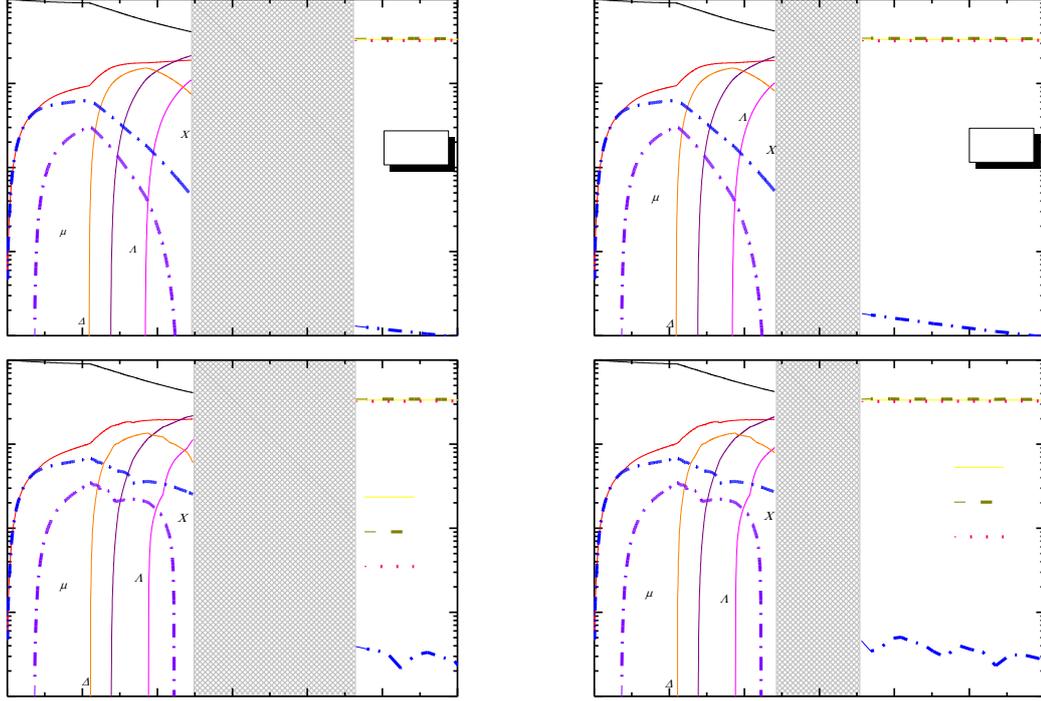
Una vez construida la EdE híbrida magnetizada, es posible obtener resultados macroscópicos para nuestros modelos de EHs, resolviendo las ecuaciones de estructura correspondientes. Como ya fue mencionado, para obtener soluciones de interés, representativas y distinguibles, hemos seleccionado dos parametrizaciones distintas del CM, la EH con CM bajo, con  $B_{min} = 10^{13}$  G y  $B_{max} = 10^{15}$  G, y la magnetar, con  $B_{min} = 10^{15}$  G y  $B_{max} = 3 \times 10^{18}$  G. Además, los conjuntos de parámetros del FCM seleccionados, presentados en la tabla 4.3, satisfacen la restricción de  $2 M_{\odot}$ .

De acuerdo a los razonamientos expresados en la sección 4.2.1.2, podemos utilizar las ecuaciones TOV, ecuaciones (2.31) y (2.32), como una aproximación válida para construir configuraciones estelares en equilibrio hidrostático. Por lo tanto, utilizando como función de entrada la EdE construida, podemos obtener las relaciones masa-radio y masa-densidad de energía central para una dada familia de estrellas, cada una de ellas resultado de integrar las ecuaciones con una densidad central, como condición inicial, diferente.

Para el estudio de la estabilidad, utilizamos los criterios establecidos en la sección 2.2.2, considerando tanto el escenario de transiciones de fases lentas como rápidas.

En la figura 4.6, mostramos resultados obtenidos al resolver las ecuaciones TOV para intervalo extensos de los parámetros  $V_1$  y  $G_2$ , en donde se representa la masa máxima de cada familia de soluciones en el plano  $V_1 - G_2$ , para el caso de EH con CM bajo. En esta figura, la línea negra representa los pares de parámetros para los cuales la masa máxima es  $2 M_{\odot}$ . En la esquina superior izquierda de esta figura se observa que la masa máxima aumenta a medida que aumenta cualquiera de los dos parámetros, pero luego, el valor de la masa máxima tiende a estabilizarse hacia un valor constante, a medida que nos aproximamos a la esquina superior derecha de dicho plano.

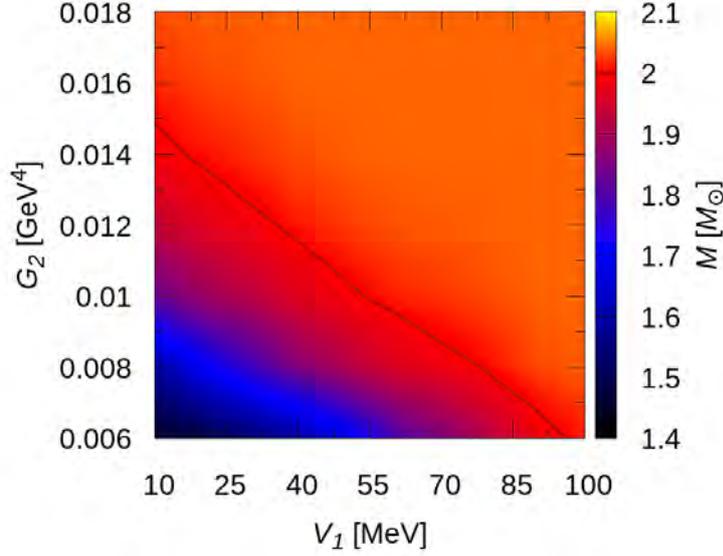
La relación  $M - R$  para la familia de EHs magnetizadas se presenta en la figura 4.7. En principio, se debe notar que nuestro modelo de EHs magnetizada satisface, para las



**Figura 4.5.** Abundancia de partículas,  $Y_i$ , como función de la densidad numérica bariónica,  $n_B$ , en unidades de la densidad de saturación nuclear,  $n_0$ , para los casos de EdEs híbridas con CM bajo (a) y magnetar (b) y para el Set 1 (columna izquierda) y Set 2 (columna derecha). El área gris indica el salto en la densidad debido a la transición de fase.

combinaciones de parámetros del FCM e intensidad del CM considerados, las restricciones observaciones vigentes en la actualidad. Como se observa en la figura, tanto la cota de  $2 M_\odot$ , impuesta por la medición de los púlsares J1614-2230 y J0348+0432, y la cota  $R_{1.4} \lesssim 13.76$  km, consecuencia del evento GW170817, se verifican. Sin embargo, tal como se evidencia en esta figura, los parámetros del FCM elegidos no satisfacen la cota en la masa impuesta por PSR J0740+6620. Tal como en el capítulo anterior, donde la cota en el radio impuesta por el evento GW170817 obliga a descartar la EdE hadrónica utilizada en dicho trabajo, en este caso, la detección de PSR J0740+6620 restringe severamente los valores de los parámetros del FCM. Sin embargo, en este caso, no es necesario descartar el modelo de EdE utilizado en este capítulo, dado que existen otras combinaciones de parámetros que satisfacen dicha cota, tal como se observa en la figura 4.6. En particular, respecto a los conjuntos de parámetros seleccionados en este capítulo, si bien deben ser descartados en términos cuantitativos, son representativos del comportamiento general del modelo y por lo tanto, son válidos desde el punto de vista cualitativo. En el capítulo **Resumen, discusión y conclusiones**, continuamos discutiendo la validez e implicancia de este resultado.

Por otro lado, en ambos paneles de esta figura, la masa máxima aumenta con el aumento del CM central. A pesar de que la diferencia es del orden de  $\sim 1\%$ , este incremento monótono en la masa máxima, a medida que el CM aumenta hasta  $B_{\max} \sim 3 \times 10^{18}$  G, es un resultado general independiente de los parámetros del FCM seleccionados. El punto circular en las curvas de esta figura indica la aparición del núcleo de materia de quarks dentro de las estrellas.

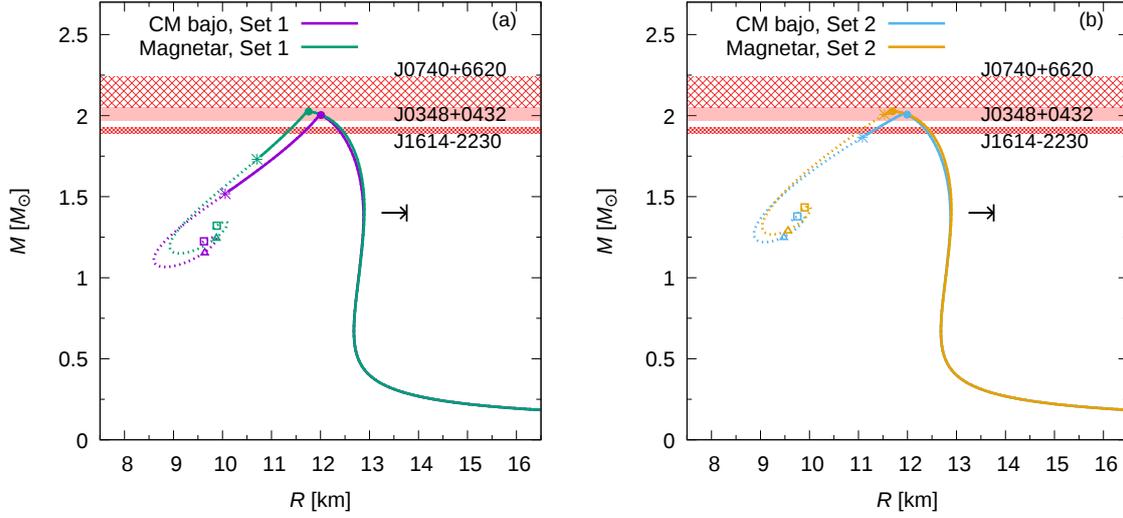


**Figura 4.6.** Masa máxima para cada familia de EHs como función de los parámetros del FCM,  $V_1$  y  $G_2$ . Para la fase hadrónica se utilizó la parametrización GM1L del modelo RMF. Este resultado se obtuvo para EHs con CM bajo, de manera de determinar los parámetros del FCM que verifican las restricciones de masa producto de las observaciones de los púlsares J1614-2230, J0348+0432 y J0740+6620. La línea negra indica la curva de nivel para  $M_{\max} = 2 M_{\odot}$ .

Para las EdEs presentadas, esta transición ocurre próxima a la configuración de masa máxima, pero antes de esta configuración, hacia radios mayores, todavía sobre la porción estable bajo ambos criterios. Las configuraciones estables que se ubican desde este punto hacia radios menores poseen un núcleo de quarks, cada vez mayor en tamaño.

En el caso en el que las transiciones sean rápidas, las configuraciones de EHs desde el máximo hacia radios menores cumplen la condición  $\partial M / \partial \epsilon_c < 0$  (ver la figura 4.8), y tal como se explicó en la sección 2.2.2, serían configuraciones dinámicamente inestables. Por lo tanto, si la transición de fase es rápida, para las EdEs presentadas, solo unas pocas configuraciones estelares estables serían EHs con núcleos de materia de quarks desconfiada.

Sin embargo, si la transición de fase es lenta, la rama hacia la izquierda del máximo, representada con una curva continua, también es estable, debido a que el modo fundamental de oscilación verifica  $\omega_0^2 > 0$  a lo largo de esta rama. La estabilidad del modo fundamental se pierde en la configuración terminal, la cual se indica en la figura 4.7 con un asterisco (en ese punto  $\omega_0^2 = 0$ ). Más allá de la configuración terminal, aparece una rama inestable (representada con la línea discontinua), sobre la cual  $\omega_0^2 < 0$ . Los puntos triangulares en la figura indican la configuración estelar para la cual el primer modo radial se vuelve inestable (i.e.  $\omega_0^2 < \omega_1^2 < 0$  a partir de este punto), mientras que los puntos cuadrados indican donde se vuelve inestable el segundo modo radial (i.e.  $\omega_0^2 < \omega_1^2 < \omega_2^2 < 0$  a partir de este punto). Vale la pena, en este punto, recordar que, en el caso de estrellas frías y en equilibrio frente a reacciones químicas, con una EdE continua, los cambios en la estabilidad de los modos radiales ocurren en los máximos y mínimos de la curva en el plano  $M - R$ . Sin embargo, en el caso de EHs donde la EdE es discontinua debido a la transición de fase, considerando además transiciones de fase lentas, este resultado ya no aplica y los cambios en la estabilidad de los

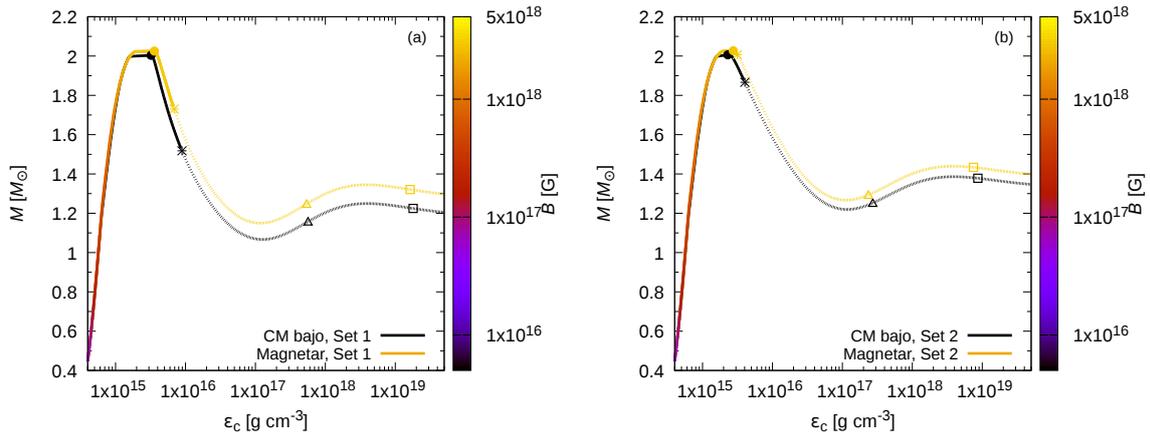


**Figura 4.7.** Relación  $M - R$  para EHs con CM bajo y para magnetares, para los Set 1 y 2 de los parámetros del FCM. El punto circular indica el lugar donde el núcleo de quarks aparece. En el caso de transiciones rápidas, todas las configuraciones a la derecha del pico de masa máxima son estables y todas las configuraciones ubicadas a la izquierda son inestables. En el caso de transiciones lentas, la curva continua indica las configuraciones estables hasta el asterisco (configuración terminal). Todas las configuraciones con línea punteada a la izquierda del asterisco son inestables, debido a que allí  $\omega_0^2 < 0$ . El punto triangular marca el lugar donde el primer modo radial se vuelve inestable y el punto cuadrado marca el lugar donde el segundo modo radial se vuelve inestable. Las barras horizontales corresponden a las mediciones de las masas de los púlsares de  $2 M_\odot$  con sus correspondientes barras de error (Antoniadis et al., 2013; Arzoumanian et al., 2018; Cromartie et al., 2019). La flecha horizontal negra marca la restricción calculada por Fattoyev et al. (2018) para GW170817,  $R_{1.4} < 13.76$  km.

modos radiales no ocurren en dichos máximos y mínimos.

Un resultado general, que se desprende de este estudio, es que la longitud de la rama de estabilidad *extendida*, que comienza en la configuración de masa máxima y termina en la configuración terminal, se acorta si la presión de transición de fase en la EdE híbrida aumenta. Esta presión aumenta tanto con el incremento de alguno de los dos parámetros del FCM, como con el aumento del valor del CM en la zona donde se produce la transición. En relación a la existencia de esta rama estable extendida, también encontramos que esta aparece solo si, al momento que se alcanza la configuración de masa máxima, el núcleo de quarks ya ha aparecido. En caso contrario, si la estrella de masa máxima es puramente hadrónica, la estabilidad del modo fundamental se pierde para configuraciones luego del máximo. Esto ocurre para valores suficientemente grandes de alguno de los dos parámetros del FCM; en estos casos, la rama de estabilidad desaparece y la última estrella estable es la de masa máxima, coincidiendo con el criterio de estabilidad correspondiente a las transiciones rápidas.

En la figura 4.8, presentamos los resultados para la relación masa-densidad de energía central-campo magnético. Igual que en las figuras del plano  $M - R$ , las configuraciones estelares estables en el escenario de transiciones lentas son representados por líneas continuas, los puntos circulares indican la aparición de la fase de quarks libres y los puntos triangulares y cuadrados indican la desestabilización del primer y segundo modo excitado de oscilación radial, respectivamente. Al observar esta figura, resulta evidente que en el caso de transiciones



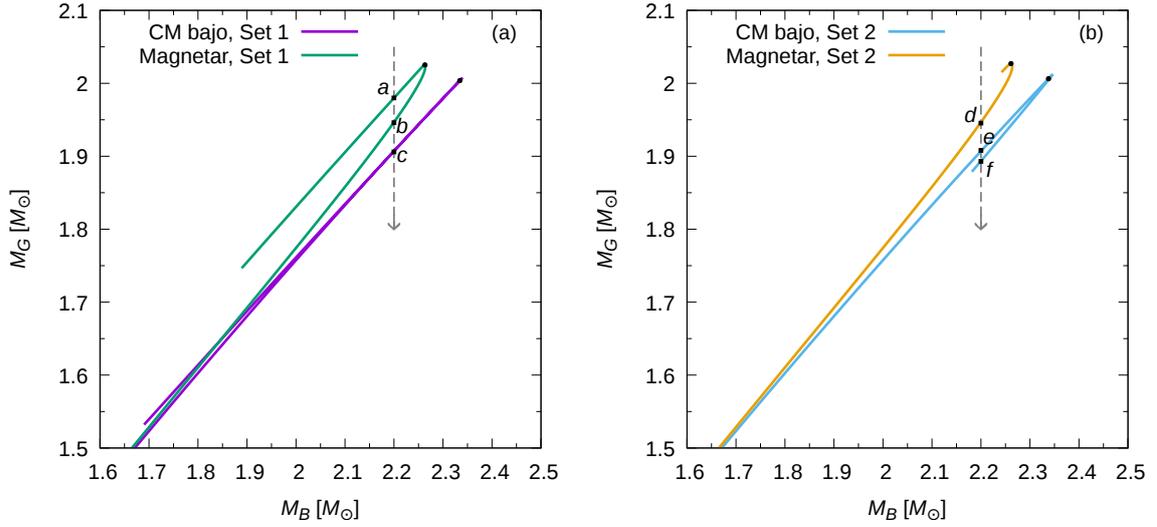
**Figura 4.8.** Masa gravitacional,  $M$ , en función de la densidad de energía central,  $\epsilon_c$ , para EHs con CM bajo y para magnetares, para los Set 1 y 2 de los parámetros del FCM. La escala de color indica el valor del CM en el centro de la estrella,  $B_c$ . Los puntos circular, triangular y cuadrado tienen el mismo significado que en la figura 4.7. En el caso de transiciones rápidas, todas las configuraciones a la izquierda del pico de masa máxima son estables y todas las configuraciones ubicadas a la derecha son inestables. En el caso de transiciones lentas, la curva continua marca las configuraciones estables hasta el asterisco (configuración terminal). Se debe notar que, a la derecha de la configuración de masa máxima, existe una rama de estabilidad *extendida*, que no verifica la condición de estabilidad necesaria en el caso de transiciones rápidas,  $\partial M/\partial \epsilon_c > 0$ .

lentas, la condición  $\partial M/\partial \epsilon_c < 0$  no es más una condición suficiente para establecer un criterio de estabilidad dinámica.

Por otro lado, tal como hicimos en el capítulo 3 con el fin de estudiar de manera esquemática el proceso de enfriamiento para las proto-ENs, analizamos el plano  $M_G - M_B$  para estudiar la evolución de las EHs magnetizadas debido al decaimiento del CM. Además, mediante este método, en el caso de transiciones lentas, es posible analizar la evolución de configuraciones estelares que puede surgir como consecuencia de una transición entre dos configuraciones estables de igual masa bariónica, entre las dos ramas de estabilidad coexistentes dentro de una misma curva. Además, el estudio del plano  $M_G - M_B$  permite considerar la posibilidad de diferentes canales evolutivos para la aparición de una transición de fase.

En consecuencia, en la figura 4.9, presentamos la masa gravitacional como función de la masa bariónica, para EHs con CM bajo y para magnetares, y para ambos conjuntos de parámetros del FCM. A medida que el CM decae, podría ocurrir una transición de una configuración perteneciente a la curva de la magnetar a una configuración de la curva de la EH con CM bajo, a lo largo de una recta vertical hacia abajo, que representa la conservación de la masa bariónica a través de su evolución como estrella aislada. En ambos paneles de esta figura, mostramos una flecha vertical cruzando las curvas de estabilidad como ejemplo de los posibles canales evolutivos. Además, con el fin de analizar cualitativamente este proceso, hemos etiquetado las configuraciones estables involucradas. Antes de comenzar este análisis, se debe notar que el punto  $c$ , en particular, indica una configuración cuasi doblemente degenerada: la rama estable antes del máximo, así como la rama de estabilidad extendida luego del máximo, están prácticamente superpuestas en este plano  $M_G - M_B$ . Por lo tanto, el punto  $c$  indica dos configuraciones con casi las mismas masas gravitacional y bariónica, una puramente hadrónica y la otra híbrida.

Respecto al decaimiento del CM, partiendo de la primer rama estable de la magnetar

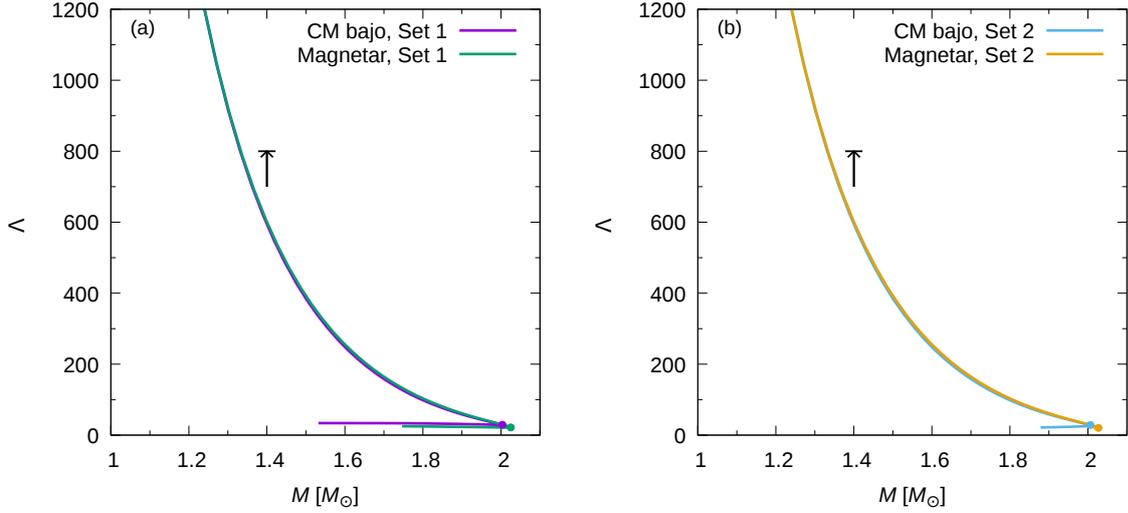


**Figura 4.9.** Relación  $M_G - M_B$  para los dos casos, EHs con CM bajo y magnetares, para los Set 1 y 2 de los parámetros del FCM. En cada panel, solo se muestran las configuraciones estables. El punto circular indica la aparición de la materia de quarks en el núcleo de las estrellas; a diferencia de otras figuras de este capítulo, en este caso, por claridad, dichos puntos circulares se han representado en color negro. Considerando el decaimiento del CM, la estrella evoluciona a lo largo de una recta vertical de masa bariónica constante, partiendo de una magnetar hacia una EH con CM bajo.

-configuraciones  $a$  y  $b$  en la figura 4.9 (a) o  $d$  en la figura 4.9 (b)-, podría ocurrir una transición de una magnetar híbrida -configuración  $a$ - a una estrella puramente hadrónica -configuraciones  $c$  o  $e$ - o a una EH con CM bajo -configuración  $f$ -; además, es posible que ocurra una transición partiendo de una magnetar puramente hadrónica -configuraciones  $b$  o  $d$ - a una EH con CM bajo -configuraciones  $c$  o  $e$ - o a una EH con CM bajo -configuración  $f$ -. Esto significa que, durante estos procesos, podría darse una transición de fase en el núcleo de la estrella, de hadrones a quarks o de quarks a hadrones dependiendo del caso. Es importante remarcar que en este punto, la aparición de materia de quarks desconfiada, necesaria para formar la magnetar híbrida inicial -configuración  $a$ - podría ocurrir durante la fase de proto-NS, tal como se planteó en el capítulo 3.

Sin embargo, no solo el decaimiento lento del CM puede producir evoluciones entre configuraciones estables. La existencia de una rama de estabilidad extendida podría permitir transiciones entre configuraciones de igual  $M_B$  dentro de una misma curva de intensidad del CM. Este tipo de transiciones -de la configuración  $a$  a la  $b$  o de la configuración  $e$  a la  $f$  en la figura 4.9-, podrían ocurrir debido a alguna perturbación grande, que desestabilice la estrella y produzca alguna clase de evento de colapso catastrófico, dando lugar a que el objeto compacto expulse parte de su masa gravitacional a través de diferentes formas de energía.

En la figura 4.9, es importante notar que, para las EHs con CM bajo, dada una masa bariónica fija, las configuraciones estables de la rama extendida -luego de la masa máxima- tienen una masa gravitacional menor que las configuraciones tradicionalmente estables -previas a la masa máxima-. En otras palabras, en el panel (b), la configuración  $f$  tiene una masa gravitacional menor que la configuración  $e$ . En el panel (a), este fenómeno no es perceptible debido a la superposición de las curvas, pero también ocurre. Esto significaría que, de haber alguna perturbación grande que desestabilice al objeto, las estrellas puramente hadrónicas con CM



**Figura 4.10.** Relación deformabilidad de marea adimensional-masa gravitacional para los dos casos, EHs con CM bajo y magnetares, para los Set 1 (a) y Set 2 (b) de los parámetros del FCM. Se muestran solo las configuraciones estables en el escenario de transiciones de fase lentas. La flecha vertical negra indica la restricción obtenida a partir del evento GW170817 en el trabajo de [Abbott et al. \(2017\)](#),  $\Lambda_{1.4} < 800$ .

bajo podrían experimentar una transformación hacia una EH más compacta, incluyendo en este proceso una transición de fase hadrón-quark en su interior.

Por otro lado, más allá de este análisis cualitativo -y de los mecanismos que podrían disparar estos procesos- es importante señalar que, si este tipo de transiciones entre configuraciones estables ocurre, una cantidad considerable de energía sería liberada debido a la diferencia de masa gravitacional entre los estados inicial y final de las configuraciones involucradas. Una estimación promedio de esta energía, basada en las transiciones estudiadas, resulta  $E_{\text{liberada}} = \Delta M_G c^2 \sim 0.05 M_\odot c^2 = 5 \times 10^{52}$  erg, la cual es suficiente para explicar las energías involucradas en un *gamma-ray burst* (GRB) típico ([Nakar, 2007](#); [Rezzolla et al., 2011](#)). En este sentido, resulta necesario mencionar que debido al alto valor de la energía liberada, podría ocurrir una eyección de materia que invalide la hipótesis de conservación de la materia bariónica. Si bien para el caso de proto-ENs se han realizado los cálculos hidrodinámicos que permiten validar definitivamente dicha hipótesis ([Prakash et al., 1997](#)), dichos cálculos no se han realizado aún para el caso de magnetares o para el escenario de transiciones entre ramas de estabilidad extendida.

Finalmente, calculamos la deformabilidad de marea para nuestros modelos. Como ya mencionamos, el análisis del evento GW170817 ha puesto fuertes restricciones en el parámetro adimensional de deformabilidad de marea,  $\Lambda$ , para una estrella de  $1.4 M_\odot$ ,  $\Lambda_{1.4} \leq 800$  [Abbott et al. \(2017\)](#); [Annala et al. \(2018\)](#); [Most et al. \(2018\)](#); [Raithel et al. \(2018\)](#). En la figura 4.10, presentamos las curvas teóricas obtenidas para  $\Lambda$  como función de la masa gravitacional, para las EHs con CM bajo y para las magnetares, utilizando ambos conjuntos de parámetros del FCM. Se observa que para esta relación aparece una degeneración y, por lo tanto, deja de ser una relación de naturaleza funcional. Estas degeneraciones son una consecuencia de la aparición de la rama extendida de estabilidad para el caso de transiciones de fase lentas. En los paneles (a) y (b) de esta figura, se puede observar que se satisface la restricción observacional impuesta por GW170817, indicada con una flecha.



## Capítulo 5

# Resumen, discusión y conclusiones

Durante la última década, a partir de la medición de las masas de los púlsares J1614-2230 y J0348+0432, las ENs se han convertido en un objeto de estudio astrofísico de renovado interés, debido a los interrogantes y desafíos que proponen estas nuevas restricciones. Además, la detección de las ondas gravitacionales, provenientes del evento GW170817 de fusión de ENs, junto con su respectiva contraparte electromagnética, han impuesto nuevas restricciones observacionales, motivando aún más el debate en torno a estos objetos y su composición. Por último, la reciente detección del púlsar PSR J0740+6620 acentúa estas cuestiones y propone nuevos interrogantes.

En este contexto, en esta Tesis de Doctorado, hemos planteado un estudio de las ENs desde una perspectiva teórica, enfocado principalmente en su estructura, composición y estabilidad dinámica. En este sentido, este trabajo requirió una descripción que vincule las propiedades de la materia desde un punto de vista microscópico, mediante modelos que involucren partículas que puedan estar presentes en el sistema de interés, con las propiedades macroscópicas y estructurales de estos objetos compactos. Este abordaje hace posible que consideremos a las estrellas de neutrones como laboratorios naturales, mediante los cuales podemos lograr una mejor comprensión acerca del comportamiento de la materia cuando es sometida a condiciones físicas extremas.

La falta de conocimiento acerca de dicho comportamiento ha generado diferentes propuestas teóricas acerca de la composición de lo que, genéricamente, se engloba bajo el nombre de *estrella de neutrones*. En la literatura, se ha planteado que, además de la materia hadrónica convencional, estos objetos podrían estar compuestos por algún tipo de materia exótica, como ser hiperones, kaones, condensados de Bose, materia de quarks extraña o en algún estado super conductor de color. En nuestro caso, hemos estudiado la posibilidad de la existencia de *estrellas híbridas*, ENs que poseen un núcleo interno de materia de quarks desconfiada envuelto en capas de materia hadrónica. Para ello, desde la faceta microscópica del problema, hemos desarrollado y trabajado con modelos para la materia que permitan construir EdEs híbridas, las cuales incluyen una transición de fase de materia de hadrones a materia de quarks.

Respecto a los modelos utilizados para la descripción de la materia densa, en los trabajos realizados durante este doctorado hemos considerado diferentes modelos para la materia hadrónica. Los resultados obtenidos servirán para comparar los distintos modelos entre sí, contrastarlos con los experimentos y las observaciones astronómicas disponibles y validarlos, refinarlos o descartarlos. Desde el punto de vista de la materia de quarks, a lo largo de toda la tesis hemos trabajado con un único modelo, el FCM. En este sentido, hemos puesto a prueba un modelo con un desarrollo teórico considerable en la literatura al comienzo de la tesis, aunque sin demasiadas aplicaciones en contextos astrofísicos. En base a nuestros resultados,

en las próximas secciones de este capítulo se evaluarán las conclusiones obtenidas para cada uno de los modelos utilizados.

Por otro lado, desde el punto de vista macroscópico, las ecuaciones de equilibrio hidrostático relativistas para los objetos compactos se encuentran bien establecidas, las ecuaciones TOV (2.31) y (2.32). Sin embargo, el hecho de que pueda existir una transición de fase abrupta en el interior de estos objetos hace que se deban reconsiderar y analizar sus condiciones de estabilidad dinámica: las características con que se produce la transición de fase trae consecuencias macroscópicas sobre la estabilidad de estos objetos compactos. La aplicación del trabajo de [Pereira et al. \(2018\)](#) en los escenarios abordados nos permitió investigar sobre este aspecto.

Considerando todos estos aspectos, durante este doctorado se han investigado dos escenarios de interés astrofísico particulares. Por un lado, se estudió la etapa de proto-EN, el cual es el estadio primigenio de las ENs, durante el cual predominan efectos de enfriamiento térmico y de difusión de neutrinos. Por otro lado, se investigaron las magnetares, ENs en las cuales predominan los efectos de su intenso CM. Ambos escenarios, si bien han sido estudiados desde una perspectiva estática, son escenarios de evolución dinámica, en los cuales hemos propuesto y analizado posibles canales evolutivos, a través de sucesivas instantáneas de configuraciones estables. Para ello, utilizamos el enfoque presentado en el trabajo de [Bombaci \(1996\)](#) en el cual se estudian procesos dinámicos para objetos aislados mediante el estudio del plano  $M_G - M_B$ .

Más allá de cada uno de los trabajos o colaboraciones específicas, durante todo el doctorado, de manera transversal, hemos desarrollado el código multi-lenguaje NESTOR. Este código permite realizar los cálculos numéricos y clasificación de resultados de manera sistemática y ordenada, realizando la entrada inicial de parámetros del modelo, construcción de la EdE híbrida, integración de las ecuaciones de estructura, clasificación según criterios de estabilidad dinámica y organización de archivos de salida. Por este motivo el código NESTOR fue implementado, con las adaptaciones particulares de cada caso, en todos los estudios realizados.

Partiendo de este resumen del trabajo realizado, en las próximas secciones se presentan conclusiones y discusiones particulares para cada uno de los dos escenarios astrofísicos estudiados. Luego de ello, en la última subsección, se presentan conclusiones generales y las consideraciones finales de la tesis.

### 5.1. Conclusiones sobre proto-EHs

En el capítulo 3, hemos estudiado, bajo un enfoque simplificado, la evolución térmica de proto-EHs y algunas de sus implicancias astrofísicas. Para ello, siguiendo el trabajo de [Steiner et al. \(2000\)](#), hemos considerado una secuencia de configuraciones sucesivas a entropía constante: la evolución comienza en un estadio caliente, con una entropía por barión  $s \simeq 1$  y donde la contribución de los neutrinos atrapados se incluye mediante la condición de conservación de número leptónico,  $Y_{L_e} = 0.4$ ; en la etapa siguiente, luego de  $\sim 15$  segundos, los neutrinos se escapan de la estrella,  $Y_{\nu_e} = 0$ , y, al difundirse, la calientan aún más, hasta  $s \simeq 2$ ; finalmente, luego de algunos minutos, la estrella se enfría y se alcanza el último estadio, con  $s = 0$ . Para construir la EdE híbrida, se utilizó el modelo BPS-BPP para la corteza de la estrella, el modelo presentado en los trabajos de [Shen et al. \(2010a,b, 2011\)](#), basado en el RMF, para la fase de hadrones y el modelo FCM para la fase de quarks. Además, para realizar este estudio, hemos considerado a las magnitudes  $V_1$  y  $G_2$  del FCM como parámetros libres del modelo. Con el fin de obtener resultados representativos del comportamiento de dicho modelo y de realizar un análisis de su efecto sobre la estructura estelar, hemos considerado tres conjuntos

de valores para estos parámetros.

En primer lugar, construimos la EdE híbrida y obtuvimos los perfiles de temperatura y las abundancias de leptones, para la materia isoentrópica en los tres estadios propuestos. Respecto a esta construcción, es importante recordar que si bien la transición de fase modelada considera el equilibrio mecánico, no considera el equilibrio térmico. Bajo este modelo simplificado de evolución térmica, los perfiles de temperatura obtenidos para las EHCs concuerdan con los resultados termodinámicos de proto-EHs, considerando EdEs híbridas construidas con los modelos de bolsa del MIT y Nambu Jona-Lasinio para la fase de quarks (Steiner et al., 2000).

Además, en el marco del modelo FCM, mediante un tratamiento semi-analítico para construir la EdE de materia de quarks, analizamos la estabilidad de la materia extraña, en el contexto de la hipótesis de estabilidad absoluta de Bodmer-Witten. Los resultados obtenidos, presentados en la figura 3.2, muestran que la ventana de estabilidad en el plano  $V_1 - G_2$  resulta marginal en relación a los valores aceptados para este modelo y por lo tanto, se ve favorecido un escenario en el cual la materia extraña de quarks resulta en un estado meta-estable de la materia. Además, el diagrama de fase simplificado de la QCD y la ventana de estabilidad de la materia extraña obtenidos concuerdan con trabajos previos, que también utilizan el FCM (ver el trabajo de Pereira (2013), y referencias allí mencionadas).

Una vez construida la EdE híbrida para cada etapa isoentrópica, integrando las ecuaciones TOV hemos obtenido las configuraciones de equilibrio para las EHs, con su relación masa-radio característica. Teniendo en cuentas las restricciones para la masa dadas por las observaciones astronómicas de ENs, hemos estudiado la variación de la masa máxima de cada familia de estrellas como función de los parámetros del FCM (resultados presentados en las figuras 3.7 y 3.8). En este sentido, se observa que con los modelos utilizados en este trabajo se logra alcanzar las  $2 M_\odot$  para las EHF para una extensa combinación de valores de  $V_1$  y  $G_2$ , llegando incluso a alcanzar valores para la masa máxima de aproximadamente  $2.7 M_\odot$ ; sin embargo, la restricción dada por  $R_{1.4} \lesssim 13.76$  km no es verificada en este modelo, tal como se puede observar en la figura 3.9, producto de la EdE hadrónica utilizada. Vale aclarar que, con posterioridad a este trabajo, tal como se puede observar en el capítulo 4, hemos descartado este modelo para la fase de hadrones e implementado modelos más sofisticados, los cuales satisfacen dicha restricción. Es importante notar que esta conclusión, que surge como consecuencia de la detección de GW170817 durante el desarrollo de esta tesis y posterior a la realización del trabajo Mariani et al. (2017), evidencia, de manera concreta, lo dinámica que resulta la época actual en el campo de estudio de las ENs. Más allá de esta limitación del modelo hadrónico, el enfoque utilizado durante este capítulo para analizar y clasificar las proto-EH, resulta apropiado y podría ser extrapolado y aplicado a otros modelos de EdE híbridas en el futuro. Inclusive, comparando nuestros resultados con los resultados obtenidos en otros trabajos en los que se construye la EdE híbrida a partir de diversos modelos hadrónicos, junto con el FCM para la fase de quarks (Logoteta y Bombaci, 2013; Plumari et al., 2013; Burgio y Zappalà, 2016), podemos concluir que nuestros resultados resultan correctos desde un punto de vista cualitativo.

Además, sobre estas familias de EHs hemos analizado su estabilidad, considerando los escenarios de transiciones de fase rápida y lenta. En los casos de transiciones de fase rápida, la estabilidad solo se mantiene mientras  $\partial M / \partial \epsilon_c > 0$ , hasta la masa máxima. Es importante aclarar que, luego de la configuración de masa máxima, en el caso tradicional de transiciones rápidas, puede aparecer una segunda rama de estabilidad desconectada; sin embargo, dado que en nuestro modelo no surge esta segunda rama de estabilidad para el caso de transiciones rápidas, este tipo de soluciones no resultan relevantes en esta tesis. En este escenario, solo una porción reducida de configuraciones, ubicadas antes de dicho máximo, resultan efectiva-

mente objetos híbridos estables, siendo la mayoría de las configuraciones estables obtenidas puramente hadrónicas. Para las transiciones lentas, sin embargo, la rama de estabilidad se extiende y aparecen configuraciones gemelas -objetos con la misma masa pero distinto radio-, donde una de las gemelas es puramente hadrónica y la otra híbrida. De esta manera, bajo este escenario aparecen un mayor número de configuraciones híbridas y estables.

En lo que respecta al concepto de masa máxima para proto-ENs, también hemos analizado el plano masa gravitacional-masa bariónica para el caso en el que la estabilidad está dada por una transición de fase rápida. En este caso, estudiamos el enfriamiento de las EHs, considerando la conservación de masa bariónica a lo largo de dicho proceso. Hemos analizado cualitativamente los intervalos de masa bariónica de las recién formadas ENs, separando las que evolucionan hasta EHF de las que eventualmente colapsarán a un agujero negro. Nuestros resultados coinciden con lo que se propone en el trabajo de [Bombaci \(1996\)](#), en donde se afirma que el concepto de masa máxima para una curva de configuraciones estables solo tiene sentido si se consideran objetos que, al enfriarse y evolucionar a estadios posteriores, continúan perteneciendo a curvas de estabilidad. En otras palabras, el estudio del plano  $M_G - M_B$  para nuestro modelo, analizado en la figura 3.11, muestra que es posible que una proto-EH recién formada luego de la explosión de supernova colapse a un agujero negro en pocos segundos o minutos, producto del proceso de enfriamiento. Además, considerando el cuestionamiento del trabajo [Bombaci \(1996\)](#) al concepto de masa máxima, es importante decir que si bien, aplicado a nuestros resultados, el estudio del plano  $M_G - M_B$  echa luz sobre el proceso de enfriamiento, este análisis no reduce la posibilidad de satisfacer la cota observacional de  $2 M_\odot$ . Esto resulta así, dado que, a pesar de que encontramos configuraciones de proto-EHs que se desestabilizaría durante el proceso de enfriamiento, también obtenemos configuraciones de proto-EHs que alcanzarían el estado de EHF sin perder la estabilidad y, además, satisfacen dicha restricción.

El estudio del plano  $M_G - M_B$  para proto-EHs, además, ha revelado en cual de los tres estadios evolutivos isoentrópicos puede ocurrir la transición de fase de materia hadrónica a materia de quarks en el interior de la estrella. Este fenómeno se puede comprender al analizar los intervalos de masa en los cuales las proto-EHs finalizan como EHF estables. Nuestros resultados sugieren que la aparición de materia de quarks desconfina como consecuencia de una transición de fase temprana, en las etapas  $s = 0$  o  $s \simeq 1$ , conduce posteriormente a configuraciones que, al enfriarse, perderían la estabilidad y colapsarían a agujeros negros. En su lugar, la formación de EHF estables con materia de quarks desconfina en su núcleo sería posible debido a transiciones de fase tardías, como consecuencia del enfriamiento, luego de la etapa  $s \simeq 2$ .

Este análisis puede ser comparado con trabajos previos ([Benvenuto y Horvath, 1989](#); [Benvenuto y Lugones, 1999](#)), donde se estudia el escenario en el que estrellas puramente hadrónicas experimentan una transición de fase hadrón-quark durante los primeros segundos luego de su nacimiento. Resulta interesante notar que estos trabajos buscan explicar, a través de dicha transición de fase, el flujo de neutrinos detectado provenientes de la supernova 1987A, en la que se detectaron dos picos en dicho flujo, separados por un intervalo de  $\sim 7$  segundos ([Hirata et al., 1987](#)). En este sentido, nuestros resultados no invalidan esta posible explicación para este evento, pero implicarían que, luego de la transición de fase, el objeto, al enfriarse, se haya desestabilizado y terminado como un agujero negro. Actualmente, aún no se ha confirmado la naturaleza del objeto compacto remanente de dicha explosión de supernova y, si bien resulta favorecida la formación de una EN, aún no se descarta la posibilidad de que, efectivamente, el objeto remanente sea un agujero negro ([Alp et al., 2018](#); [Cigan et al., 2019](#)).

Sin embargo, si se consideran transiciones de fase lentas para estudiar la posible transición de fase durante la supernova 1987A, los canales evolutivos posibles se multiplican debido a

la existencia de la rama extendida de estabilidad. Por lo tanto, con este nuevo criterio de estabilidad, podría ocurrir una transición de fase hadrón-quark temprana, algunos segundos luego de la formación de la proto-EN, que justifique el flujo de neutrinos observado, y aún así terminar como una EHF estable.

Finalmente, debemos señalar que no hemos considerado algunas especies de partículas relevantes en la fase hadrónica, como los hiperones, ni efectos de superconductividad de color en la fase de quarks y gluones. La inclusión de cualquiera de estas contribuciones modificaría la EdE de cada fase y, por lo tanto, el punto crítico en el cual la transición ocurre. Las consecuencias de dichas contribuciones deberían ser estudiadas en trabajos futuros. Detecciones futuras de emisión neutrinos en supernovas, así como observaciones de púlsares jóvenes con emisiones en rayos- $X$  o  $\gamma$ , permitirá llevar delante simulaciones de evolución térmica más realistas que contribuirán a una mejor comprensión de las proto-ENs y de su física subyacente.

## 5.2. Conclusiones sobre EHs magnetizadas

En el capítulo 4, hemos estudiado los efectos de CMs intensos en la estructura y estabilidad de EHs y las consecuencias astrofísicas de posibles transformaciones evolutivas entre diferentes ramas de estabilidad de las EHs. Realizamos este estudio para dos casos paradigmáticos: las EHs con CM bajo y las magnetares. La EdE híbrida magnetizada se obtuvo combinando el modelo RMF bajo la parametrización GM1L para la fase hadrónica con el modelo FCM para la fase de quarks. A pesar de que ya se ha mostrado que la EdE híbrida GM1L+FCM, para el caso sin CM, satisface la restricción observacional de  $M_{\max} \gtrsim 2 M_{\odot}$  (ver, por ejemplo, [Ranea-Sandoval et al., 2018](#); [Orsaria et al., 2019](#)), en este trabajo hemos extendido el estudio incluyendo el efecto del CM en la EdE. Nuestros resultados muestran que las restricciones observacionales sobre la masa, sobre el radio y sobre la deformabilidad de marea se satisfacen, tanto para ENs puramente hadrónicas magnetizadas (EdE GM1L magnetizada) como para EHs magnetizadas (EdE GM1L+FCM magnetizada).

Además de buscar satisfacer estas restricciones, y con el objetivo de obtener resultados generales y representativos, hemos considerado dos conjuntos de parámetros del FCM. Para incluir la contribución del CM, consideramos una aproximación de campo local en el eje  $z$  y, para la intensidad, utilizamos una parametrización en función del potencial químico bariónico. Los efectos del CM se estudian teniendo en cuenta la cuantización en niveles de Landau para las partículas con carga eléctrica no nula. Evaluando la posibilidad de una transición de fase hadrón-quark abrupta, aplicamos la construcción de Maxwell, en la cual las cargas eléctrica y bariónica se conservan localmente. Además, analizamos la estabilidad de las configuraciones estelares considerando escenarios de transición de fase rápida y lenta.

En este proceso, adicionalmente, hemos estudiado la magnetización de la materia y la abundancia de las partículas del sistema (resultados presentados en las figuras 4.1 y 4.2, respectivamente). Tanto en la fase hadrónica como en la fase de quarks, hemos obtenido que la magnetización es extremadamente sensible a las variaciones en la abundancia de cada especie de partícula considerada. También hemos mostrado que la contribución de la magnetización a la presión (y, por lo tanto, a la anisotropía de la presión de la materia) es no despreciable solo para CM extremadamente intensos. Como consecuencia, de acuerdo al *ansatz* considerado para el CM, donde se alcanzan valores extremos del campo solo para densidades extremas, solo incluimos la contribución de la presión de la magnetización en la fase de quarks.

Por otro lado, la contribución a la EdE que proviene del término puramente magnético se vuelve relevante a medida que el CM aumenta, dando lugar a una diferencia creciente entre las magnitudes de las componentes paralela y perpendicular de la presión, tal como se observa en la figura 4.3. Como se discutió en la secciones 4.1 y 4.2, considerando que el CM, en el

núcleo de la estrella, es una combinación desordenada de campos poloidales y toroidales del mismo orden, la anisotropía en las presión puede ser adecuadamente incluida mediante un promedio entre las componentes paralela y perpendicular. Este tratamiento permite utilizar la simetría esférica para la estructura estelar como una aproximación válida.

Luego, utilizando las ecuaciones TOV, obtuvimos diversas propiedades macroscópicas para las EHs magnetizadas, como la masa gravitacional, el radio, la masa bariónica, la deformabilidad de marea y los intervalos de estabilidad dinámica. Más allá de la dependencia de la masa máxima con los parámetros del FCM que se observa en la figura 4.6, hallamos que existe un incremento monótono de la masa máxima, del orden de  $\sim 1\%$ , con el aumento del CM. Este incremento de la masa máxima se puede apreciar al comparar, en la figura 4.7, las diferencias entre la masa máxima de las EHs con CM bajo y de las magnetares.

Además, tal como se observa en la figura 4.7, los conjuntos de parámetros seleccionados no satisfacen la cota en la masa impuesta por el púlsar PSR J0740+6620. De todas maneras, este resultado no resulta decisivo para nuestro modelo dado que existen combinaciones de parámetros del FCM que permiten satisfacer dicha cota (ver figura 4.6). Es por ello que, a pesar de esta deficiencia en los Sets seleccionados, los resultados no pierden validez desde un punto de vista cualitativo. Sin embargo, al igual que con la discusión planteada para los resultados para proto-EHs, cabe mencionar aquí también que el estudio de las ENs en la actualidad resulta una labor extremadamente dinámica y desafiante.

Por otro lado, la estabilidad de las configuraciones híbridas depende fuertemente del tipo de transición de fase abrupta, rápida o lenta, en la interfase hadrón-quark. Para transiciones rápidas, las configuraciones permanecen estables solamente si  $\partial M/\partial \epsilon_c > 0$ , mientras que aparece una rama estable extendida más allá de la configuración de masa máxima si la transición es lenta (ver figura 4.8). En esta rama de estabilidad extendida, se verifica que  $\partial M/\partial \epsilon_c < 0$ . Sin embargo, las frecuencias propias radiales permanecen reales, indicando que las perturbaciones radiales se mantienen acotadas en el tiempo. Para los conjuntos de EdEs adoptadas en este trabajo, aparece un núcleo de quarks desconfiados para las configuraciones cercanas a la configuración de masa máxima que se ubican a la derecha de la misma, con radios mayores. Dado que para el caso de transiciones rápidas la masa terminal coincide con la masa máxima, existe solo un intervalo reducido de densidades de energía que conducen a EHs estables. Sin embargo, para el escenario de transiciones lentas, la configuración terminal ocurre más allá de la masa máxima, dando lugar a la existencia de una familia extendida de EHs. De hecho, la densidad central para las configuraciones estables, en el caso de transiciones lentas, alcanza valores considerablemente mayores que en el caso de transiciones rápidas. Finalmente, vale la pena notar que en el marco de la hipótesis de transiciones lentas, las densidades centrales para las que se estabilizan/desestabilizan los modos radiales propios están desplazados respecto a los predichos en el escenario de transiciones rápidas,  $\partial M/\partial \epsilon_c = 0$ . Un estudio más detallado de estos últimos resultados se deja para futuros trabajos.

No solo la intensidad del CM afecta la longitud de la rama de estabilidad extendida, sino que también lo hacen los parámetros del FCM: cuanto mayor es alguno de los parámetros, más corta es la longitud de la rama extendida. En este sentido, hemos explorado otras combinaciones de parámetros, además de los dos conjuntos presentados en este trabajo. Hallamos que, si los valores de estos parámetros son tales que la materia de quarks aparece solo para configuraciones más allá de la estrella de masa máxima, entonces el modo fundamental alcanza la frecuencia cero para esta configuración de masa máxima y la rama extendida no existe. En estos casos, la masa terminal coincide con la última estrella estable para el criterio de estabilidad para transiciones rápidas. Para el caso particular de la configuraciones terminales, en sus núcleos se alcanza una densidad numérica de bariones central de hasta 20 veces la densidad de saturación nuclear,  $n_0 \approx 0.16 \text{ fm}^{-3}$ . De confirmarse la existencia de este tipo

de objetos con densidades centrales de este orden, su estudio sería una herramienta adicional para investigar regiones del diagrama de fases de la QCD más extremas y menos exploradas.

Por otro lado, el estudio del plano  $M_G - M_B$ , presentado en la figura 4.9, nos permitió explorar posibles canales evolutivos de las EHs a medida que el CM decae. En este sentido, presentamos un análisis cualitativo de diferentes canales posibles a través de los cuales las magnetares podrían evolucionar, incluyendo la posibilidad de que ocurra una transición de fase durante dicho proceso de decaimiento. Como se ha sugerido en este trabajo, una transición de fase de hadrones a quarks podría ocurrir en el núcleo de las recién formadas proto-ENs (Mariani et al., 2017; Prakash et al., 2001; Benvenuto y Lugones, 1999). Sin embargo, los resultados de este trabajo sugieren también que esta transición de fase podría ocurrir no solo en el estadio de proto-EN, sino también miles de años después, acoplado a los tiempos asociados a la evolución del CM. Adicionalmente, en el caso que ocurriera una perturbación suficientemente intensa sobre el objeto aislado, podría ocurrir una transición, no por el decaimiento del CM, sino entre dos configuraciones estables de una misma curva a CM constante, como consecuencia de la existencia de la rama de estabilidad extendida. La perturbación desestabilizaría una configuración ubicada en la rama superior, desencadenando un colapso catastrófico que se estabilizaría nuevamente al alcanzar la rama inferior de la misma secuencia.

Hemos calculado la energía que se liberaría en un proceso evolutivo de este tipo, la cual resulta ser  $E_{\text{liberada}} \sim 5 \times 10^{52}$  erg, suficiente para motorizar un evento tipo GRB. De hecho, la idea de que una transición hadrón-quark pueda funcionar como el motor principal de algunos GRBs ha sido propuesta hace ya varios años (Olinto, 1987; Cheng y Dai, 1996; Xu et al., 1999). Incluso, muchos trabajos posteriores han mostrado que este escenario es energéticamente factible, involucrando energías liberadas del orden de  $\sim 10^{52} - 10^{53}$  erg (Bombaci y Datta, 2000; Ouyed y Sannino, 2002; Berezhiani et al., 2003; Marquez y Menezes, 2017). El aporte principal que realiza el presente trabajo es que, durante dicho proceso evolutivo, una de las configuraciones involucradas (sea la inicial o la final) pertenece a la nueva rama de estabilidad. Más allá de esta particularidad, la escala de energía es aproximadamente la misma en todos los escenarios estudiados. Además, algunos autores se han concentrado en estudiar posibles mecanismos que podrían convertir la energía liberada disponible en radiación  $\gamma$ . Por ejemplo, en los trabajos de Haensel et al. (1991); Cheng y Dai (1996); Lugones et al. (2002) se argumenta que una pequeña fracción de neutrinos y anti-neutrinos, producidos en el núcleo estelar durante la fase de conversión hadrón-quark, podrían aniquilarse en electrones y positrones por encima de la superficie de la estrella compacta, dando lugar a una bola de fuego en expansión (mezcla de fotones, electrones y positrones) que podría explicar la emisión  $\gamma$  observada. También se han estudiado algunos mecanismos que podrían colimar la radiación en estrellas compactas magnetizadas (Lugones et al., 2002). Existen también estudios acerca de la implicancia del desconfinamiento de quarks en la fenomenología de GRB largos, que se enfocan, en particular, en la posibilidad de describir las múltiples fases de emisión rápidas en el contexto de proto-magnetares (Pili et al., 2016).

Por último, fueron consideradas las recientes restricciones surgidas de la detección de ondas gravitacionales en el evento GW170817. En el plano  $M - R$ , verificamos que se cumpla la condición  $R_{1.4} \lesssim 13.76$  km (Raithel et al., 2018; Annala et al., 2018; Malik et al., 2018; Most et al., 2018; Fattoyev et al., 2018). Al mismo tiempo, en el plano  $\Lambda - M$ , nuestro modelo también satisface la restricción  $\Lambda < 800$  (Abbott et al., 2017). Respecto a este último plano y a la degeneración que obtuvimos en la curva teórica, es importante señalar que la colaboración LIGO-Virgo espera detectar hasta 50 (10 con un pronóstico menos optimista) binarias de ENs a partir de la puesta en marcha de la tercera generación de detectores de ondas gravitacionales y durante la corrida O3 (Abbott et al., 2018). La información que surja

de estas futuras detecciones será de extrema utilidad para obtener una mejor comprensión acerca de la composición de las ENs y su EdE asociada. Si alguna de las componentes de estos sistemas binarios llega a tener suficiente masa (en el rango de  $\sim 1.6 - 2.0 M_{\odot}$  de acuerdo con la figura 4.10), la existencia de la rama de estabilidad extendida podría ser puesta a prueba. Sin embargo, no se debe exagerar el optimismo respecto a detectar un objeto de estas características dado que las ENs observadas en sistemas binarios han mostrado tener una distribución de masa estrecha, con un pico en  $1.33 M_{\odot}$  y una dispersión de  $0.05 M_{\odot}$  (ver el trabajo de [Özel et al., 2012](#); se presentan resultados similares en el trabajo de [Piro et al., 2017](#)).

### 5.3. Consideraciones finales

En primer lugar, el modelo FCM no satisface la hipótesis de estabilidad de la materia extraña de Bodmer-Witten. Si bien aun no se conocen con certeza los valores para los parámetros del modelo,  $V_1$  y  $G_2$ , la ventana de estabilidad encontrada parece quedar restringida a una región marginal para los valores de dichos parámetros, en coincidencia con el trabajo de [Pereira \(2013\)](#). En consecuencia, en el marco de este modelo, la materia de quarks extraña sería un estado metaestable de la materia, que solo podría existir bajo condiciones particulares, como en el caso de los núcleos de las EHs. Dentro del marco del FCM, otros objetos astrofísicos que requieran de esta estabilidad y cuya materia fuera descrita a través de este modelo, como las estrellas de quarks, no tendrían posibilidad de existir. Sin embargo, más allá del aporte de este estudio, la hipótesis aún queda abierta, dada la incerteza asociada a los modelos actuales de materia de quarks usados para estudiar propiedades de la materia densa.

Por otro lado, independientemente del criterio que asumamos para la estabilidad dinámica de los objetos compactos, nuestros resultados muestran que existirían ENs que serían EHs estables. En este sentido, en el marco de nuestros modelos, la hipótesis acerca de que aparezca materia de quarks desconfiada en el núcleo de estos objetos compactos resulta, no solo verosímil, sino probable y debe seguir investigándose.

También es importante resaltar que esta afirmación adopta distintos matices según el tipo de estabilidad dinámica que consideremos. En este sentido, al construir la EdE híbrida modelando la fase de quarks con el FCM e independientemente del modelo que utilizamos para la fase de hadrones, observamos un comportamiento general en las configuraciones obtenidas para las EHs. Si la EdE es tal que el núcleo de quarks aparece antes de que se alcance la masa máxima, entonces las configuraciones siguientes rápidamente alcanzan la masa máxima y luego de ello se establece  $\partial M / \partial \epsilon_c < 0$ . En otras palabras, observando las curvas  $M - R$ , figuras 3.9 y 4.7, la extensión de esta rama híbrida, que queda comprendida entre el punto circular -que marca la aparición de la materia de quarks en el núcleo- y el máximo de la curva, resulta siempre extremadamente reducida. Este comportamiento, en el contexto de transiciones de fase rápidas, indicaría que la aparición de la materia de quarks en el núcleo desestabiliza a las EHs. Comportamientos similares también han sido observados en otros trabajos (ver, por ejemplo, [Ranea-Sandoval et al., 2016](#); [Malfatti et al., 2019](#), y referencias allí mencionadas), en los cuales, sin embargo, se utilizan otros modelos para la materia de quarks, diferentes a los de esta tesis. Por lo tanto, si bien en cualquier escenario encontramos configuraciones híbridas estables, en el escenario de transiciones rápidas las configuraciones híbridas resultan escasas en relación al total de configuraciones estables. Por el contrario, si consideramos estabilidad asumiendo transiciones lentas, la rama de configuraciones híbridas se extiende considerablemente más allá de la configuración de masa máxima. De esta manera, la probabilidad de existencia y detección de EHs se vería ampliamente favorecida si es que la

transición de fase de la materia hadrónica a la materia de quarks resulta ser lenta.

Continuando con el razonamiento del párrafo anterior, independientemente del criterio de estabilidad considerado, se puede concluir que, en nuestro modelo, la aparición de la materia de quarks genera un cambio en el signo de la derivada  $\partial M/\partial \epsilon_c$  y, por lo tanto, induce la aparición del pico de masa máxima. En otras palabras, las condiciones termodinámicas que determinan la transición de fase generan consecuencias en la posibilidad de alcanzar determinada masa máxima. Incluso, resulta interesante analizar el escenario, extremo pero posible, en el que la existencia de objetos estables con núcleo de quarks no sea ni siquiera marginal, es decir el escenario en el que estos objetos sean siempre inestables. En estos casos, a pesar de no existir objetos con materia de quarks en el núcleo, las propiedades de la materia híbrida afectarían las soluciones estables, desestabilizando aquellas configuraciones que alcancen en su interior las condiciones para que ocurra la transición de fase y recortando la rama de estabilidad de la curva hadrónica hacia masas máximas menores. Esto implicaría un vínculo fuerte, que debe ser estudiado con más detalle en el futuro, entre las propiedades y el comportamiento de la materia híbrida y los valores que se pueden alcanzar para la masa máxima de las familias de EHS.

Por otro lado, como ya hemos dicho, en este trabajo de tesis no se consideró, para la fase de quarks, la posibilidad de que aparezca una fase superconductora de color. En este sentido, la inclusión de fases superconductoras *color-flavor locked* o 2SC resulta un trabajo pendiente para los escenarios abordados en esta tesis, pero ya se ha tenido en cuenta en otros escenarios y se continúa estudiando dentro de nuestro grupo de investigación (Ranea-Sandoval et al., 2017; Curin et al., 2019).

Otra cuestión importante que ha sido planteada a lo largo de esta tesis, es la posibilidad de que ocurra una transición de fase hadrón-quark durante la formación y evolución de las ENs. En el capítulo 3, hemos obtenido, a través del análisis del plano  $M_B - M_G$ , que podría ocurrir una transición de fase hadrón-quark tanto en los primeros segundos de formada la proto-EN como en los minutos posteriores a su formación. Sin embargo, si esta tiene una densidad central suficiente como para poseer materia de quark en su núcleo durante estadios tempranos y se considera una transición de fase rápida, al enfriarse se volverá inestable y culminará colapsando a un agujero negro. Por el contrario, proto-ENs que comienzan siendo puramente hadrónicas, al enfriarse minutos después, podrían experimentar una transición de fase y terminar su evolución térmica como EHF. El análisis de estos resultados, además, podría contribuir a explicar el anómalo flujo de neutrinos proveniente de la supernova 1987A, en concordancia con la propuesta realizada en trabajos previos por otros autores. Por otro lado, en el capítulo 4, encontramos que, producto del decaimiento del CM, podría ocurrir la aparición de un núcleo de quarks miles de años luego de la formación de la proto-EN, y mostramos que fenómenos de colapsos catastróficos en ENs (bajo el criterio de estabilidad con transiciones lentas) también podrían dar lugar a transiciones de fase en la estrella, junto con una liberación de energía suficiente para alimentar un evento tipo GRB. Sobre este punto, es importante recordar que la validación definitiva de la hipótesis de conservación de la materia bariónica en procesos que involucran magnetares o transiciones entre ramas de estabilidad extendida depende de cálculos hidrodinámicos que aún no se han realizado. Además, es importante aclarar que aún no existen observaciones disponibles que puedan dar indicios acerca de todas estas cuestiones, y por lo tanto resulta de interés continuar buscando predicciones observables que puedan dar respuesta a estos interrogantes.

Mas allá de todos los resultados y conclusiones expuestos hasta aquí, es importante reflexionar acerca de las hipótesis con las que trabajamos. Actualmente, coexisten varios modelos para cada fase de la materia densa y ninguno de ellos ha logrado establecerse definitivamente como el modelo estándar. En paralelo, existen algunas magnitudes físicas, como la tensión

superficial en la interfase hadrón-quark o el tiempo de nucleación de la materia de quarks, que resultan cantidades dependientes del modelo utilizado y que afectan significativamente los resultados. El valor de la tensión superficial, entre otras cosas, define si la transición de fase es abrupta o suave. El tiempo de nucleación define, ya dentro de un escenario de transición de fase abrupta, si dicha transición es rápida o lenta. Existen numerosos trabajos que abordan las diversas posibilidades, pero es evidente que, más allá de la rigurosidad que se aplique para analizar los diferentes casos, se está trabajando en un área que aún maneja demasiados condicionales.

Hecha esta salvedad respecto a las hipótesis con las que se suele trabajar en esta área de investigación, es importante recordar que este trabajo, así como los objetivos proyectados al principio de este doctorado, se enmarcan ahora en un nuevo y reciente contexto, en el cual la astronomía multi-mensajera promete nuevas observaciones en el corto plazo. Durante los años venideros, con la puesta en funcionamiento de la próxima generación de detectores de ondas gravitacionales, estas nuevas técnicas traerán un cambio cualitativo en lo que respecta a datos y observaciones disponibles para las ENs e impondrán nuevas restricciones que desafiarán los modelos actuales. Una de las expresiones más notorias de los desafíos que se avecinan es la aparición de la astrosismología de ENs. Tal como se realiza con otros objetos estelares, como estrellas convencionales o enanas blancas, el estudio de los modos y frecuencias propias de oscilación podría ser una importante fuente de información que nos ayude a revelar el comportamiento de la materia en el interior de estos objetos.

En este sentido, por fuera de los objetivos de esta tesis, he colaborado en una serie de trabajos desarrollados en nuestro grupo de investigación, en los que estudiamos y calculamos, utilizando la aproximación relativista de Cowling, las frecuencias de los modos no radiales de oscilación de EHs (Ranea-Sandoval et al., 2018, 2019; Orsaria et al., 2019). Estos modos son extremadamente relevantes pues son los responsables de la emisión de ondas gravitacionales en las ENs aisladas, además de que pueden funcionar como indicadores inequívocos de una posible transición de fase hadrón-quark en su interior. Planeamos continuar investigando este aspecto de las EHs, tanto a través de la realización de futuras tesis de nuevos miembros del grupo, como en mi futura etapa posdoctoral. Por todo esto, esta tesis adquiere nuevas proyecciones y los resultados obtenidos deberán ser enmarcados bajo esta nueva perspectiva.

## Apéndice A

# Desarrollos en serie para el FCM a temperatura finita

En el marco del FCM, para la presión de quarks a temperatura finita realizamos un doble desarrollo en serie de potencias para calcular las integrales de Fermi. Este enfoque permite obtener expresiones semi-analíticas y trabajar en el régimen de temperatura,  $T$ , y potencial químico finitos,  $\mu$ .

La expresión para la presión para un único quark en el FCM está dada por (Simonov y Trusov, 2007a,b; Nefediev et al., 2009)

$$P_q = \frac{T^4}{\pi^2} \int_0^\infty du \frac{u^4}{\sqrt{u^2 + (\frac{m_q}{T})^2}} \frac{1}{\exp \left[ \sqrt{u^2 + (\frac{m_q}{T})^2} - \frac{\mu_q - V_1/2}{T} \right] + 1}. \quad (\text{A.1})$$

Si se define  $u = p/T$  and  $\epsilon = (p^2 + m_q)^{1/2} + \frac{V_1}{2}$ , se obtiene

$$P_q = \frac{1}{\pi^2} \int_{m_q}^\infty d\epsilon \left[ \left( \epsilon - \frac{V_1}{2} \right)^2 - m_q^2 \right]^{3/2} \frac{1}{\exp [(\epsilon - \mu)/T] + 1}. \quad (\text{A.2})$$

Luego de un cambio de variables,

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon - \frac{V_1}{2}, \quad (\text{A.3})$$

$$\tilde{\mu} = \mu - \frac{V_1}{2}, \quad (\text{A.4})$$

resulta

$$P_q = \frac{1}{\pi^2} \int_{m_q}^\infty d\tilde{\epsilon} [\tilde{\epsilon}^2 - m_q^2]^{3/2} \frac{1}{\exp [(\tilde{\epsilon} - \tilde{\mu})/T] + 1}, \quad (\text{A.5})$$

que admite un desarrollo en serie de potencias de  $m_q^2/\tilde{\epsilon}^2$ . Si realizamos el desarrollo hasta segundo orden, siguiendo el trabajo de Masperi y Orsaria (2004), podemos obtener una aproximación analítica dada por

$$P_q \simeq \frac{T^4}{\pi^2} \exp(x) \int_{\exp(a)}^\infty \frac{d\eta}{\eta(\eta + \exp(x))} \left( \ln(\eta)^3 - \frac{3}{2} a^2 \ln(\eta) + \frac{3}{8} \frac{a^4}{\ln(\eta)} \right), \quad (\text{A.6})$$

donde  $a = m/T$  y  $x = \tilde{\mu}/T$ .

Para integrar la ecuación (A.6) se debe distinguir entre dos casos. Primero, si  $x < a$  ( $\tilde{\mu} < m_q, \mu - V_1/2 < m_q$ ), podemos desarrollar la expresión en términos de  $\exp(x)/\eta$ . Realizando esto hasta un cuarto orden se obtiene

$$\begin{aligned}
 P_q \simeq & \frac{T^4}{\pi^2} \left[ \exp(x-a) \left( 6 + 6a + \frac{3}{2}a^2 - \frac{a^3}{2} \right) + \right. \\
 & - \frac{\exp[2(x-a)]}{2} \left( \frac{3}{4} + \frac{3}{2}a + \frac{3}{4}a^2 - \frac{a^3}{2} \right) + \\
 & + \frac{\exp[3(x-a)]}{3} \left( \frac{2}{9} + \frac{2}{3}a + \frac{a^2}{2} - \frac{a^3}{2} \right) - \\
 & - \frac{3}{8}a^4 \left[ \exp(x) Ei(-a) - \exp(2x) Ei(-2a) + \right. \\
 & \left. \left. + \exp(3x) Ei(-3a) \right] \right], \tag{A.7}
 \end{aligned}$$

donde  $Ei(x)$  es la función especial *integral exponencial*.

Segundo, si  $x > a$  ( $\tilde{\mu} > m_q, \mu - V_1/2 > m_q$ ), dividimos la integral en dos partes,

$$\int_{\exp(a)}^{\infty} [\dots] d\eta = \int_{\exp(a)}^{\exp(x)} [\dots] d\eta + \int_{\exp(x)}^{\infty} [\dots] d\eta. \tag{A.8}$$

El resultado de la segunda integral en el lado derecho de la ecuación (A.8) resulta idéntico al desarrollo en serie previo, ecuación (A.7), en términos de  $\exp(x)/\eta$ . Para la primer integral, realizamos un desarrollo en serie de Laurent en términos de  $\eta/\exp(x)$ . El resultado final de ambos desarrollos resulta

$$\begin{aligned}
 P_q \simeq & \frac{T^4}{\pi^2} \left[ \frac{x^4}{4} + \frac{x^3}{3} + \frac{29}{6}x^2 + \frac{2}{9}x + \frac{1223}{108} + \frac{a^4}{2} + \right. \\
 & - \frac{3}{2}a^2 \left( \frac{x^2}{2} + \frac{x}{3} + \frac{29}{18} \right) + \\
 & + \exp[-(x-a)] \left( -6 + 6a - \frac{3}{2}a^2 - \frac{a^3}{2} \right) + \\
 & + \frac{\exp[-2(x-a)]}{2} \left( \frac{3}{4} - \frac{3}{2}a + \frac{3}{4}a^2 + \frac{a^3}{2} \right) + \\
 & + \frac{3}{8}a^4 \left[ -\exp(x) Ei(-x) + \exp(2x) Ei(-2x) + \right. \\
 & - \exp(3x) Ei(-3x) - \exp(-x) Ei(x) + \\
 & + \exp(-2x) Ei(2x) + \exp(-x) Ei(a) - \\
 & \left. \left. - \exp(-2x) Ei(2a) + \ln(x) - \ln(a) \right] \right]. \tag{A.9}
 \end{aligned}$$

# Apéndice B

## Unidades

### B.1. Unidades electromagnéticas

En esta Tesis, utilizamos el sistema de unidades *natural* de *Heaviside-Lorentz* (HL). Este es un sistema racionalizado en el marco del sistema *cgs*, que adopta  $\epsilon_0 = \mu_0 = 1$ , donde  $\epsilon_0$  es la permitividad eléctrica del vacío y  $\mu_0$  es la permeabilidad magnética del vacío. En el marco de este sistema de unidades, es importante remarcar que cada magnitud electromagnética particular posee una expresión definida de manera de conservar la consistencia dentro del sistema. Para esclarecer esto, recurrimos al trabajo de [Heras y Báez \(2009\)](#) en el que se desarrolla un método para realizar transformaciones entre diferentes sistemas de unidades (SI, Gaussiano y natural-HL).

En el sistema HL, el lagrangiano electromagnético está dado por

$$\mathcal{L}_{EM} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \quad (\text{B.1})$$

donde  $F^{\mu\nu}$  es el tensor de campo electromagnético, y la densidad de energía electromagnética es

$$u_{EM} = \frac{1}{2}(E^2 + B^2). \quad (\text{B.2})$$

Finalmente, considerando que este es un sistema natural donde  $c = \hbar = 1$ , es posible obtener la magnitud de la carga eléctrica elemental a través de la definición de la constante de estructura fina, la cual es una cantidad adimensional:

$$e = \sqrt{4\pi\alpha}, \text{ with } \alpha \sim 1/137. \quad (\text{B.3})$$

### B.2. Unidades del campo magnético

En esta Tesis, utilizamos dos unidades de referencia distintas para el CM: Gauss y MeV<sup>2</sup>. La unidad Gauss está mayormente asociada a las referencias astrofísicas y observacionales. Por otro lado, la unidad MeV es utilizada en los estudios teóricos de la física nuclear.

A pesar de que en la literatura no es completamente clara la manera en la que se realiza la transformación entre Gauss y MeV<sup>2</sup>, es posible obtener una relación mediante la definición del valor del CM crítico para el electrón ([Broderick et al., 2000](#)),

$$B_c^e = \frac{\hbar c}{e} \lambda_e^{-2}, \quad (\text{B.4})$$

donde  $\lambda_e = \hbar/m_e c$  es la longitud de onda Compton del electrón.

## B. Unidades

---

En el sistema *cgs*,  $B_c^e = 4.414 \times 10^{13}$  G. En el sistema *natural HL* que utilizamos en este trabajo, considerando que  $\hbar = c = 1$ ,  $m_e = 0.511$  MeV y que  $e = \sqrt{4\pi\alpha}$ , como establecimos en el apéndice anterior, el valor del CM crítico resulta ser  $B_c^e = 0.862$  MeV<sup>2</sup>. Comparando estos dos resultados, obtenemos que

$$1 \text{ G} = 1.952 \times 10^{-14} \text{ MeV}^2. \quad (\text{B.5})$$

# Bibliografía

- B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al. GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral. *Phys. Rev. Lett.*, 119:161101, Octubre 2017. doi:[10.1103/PhysRevLett.119.161101](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.161101). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.119.161101>.
- B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, et al. Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger. *ApJ*, 848(2):L12, Octubre 2017. doi:[10.3847/2041-8213/aa91c9](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa91c9).
- B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, y et al. Prospects for observing and localizing gravitational-wave transients with advanced ligo, advanced virgo and kagra. *Living Reviews in Relativity*, 21(1):3, Abril 2018.
- M. G. Alford. Color-Superconducting Quark Matter. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 51:131–160, Enero 2001. doi:[10.1146/annurev.nucl.51.101701.132449](https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.51.101701.132449).
- M. G. Alford y K. Rajagopal. Absence of two-flavor color-superconductivity in compact stars. *Journal of High Energy Physics*, 2002(6):031, Junio 2002. doi:[10.1088/1126-6708/2002/06/031](https://doi.org/10.1088/1126-6708/2002/06/031).
- M. G. Alford y A. Sedrakian. Color-magnetic flux tubes in quark matter cores of neutron stars. *J. Phys.*, G37:075202, 2010. doi:[10.1088/0954-3899/37/7/075202](https://doi.org/10.1088/0954-3899/37/7/075202).
- M. G. Alford, A. Schmitt, K. Rajagopal, y T. Schäfer. Color superconductivity in dense quark matter. *Reviews of Modern Physics*, 80(4):1455–1515, Octubre 2008. doi:[10.1103/RevModPhys.80.1455](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.80.1455).
- M. G. Alford, G. F. Burgio, S. Han, G. Taranto, y D. Zappalà. Constraining and applying a generic high-density equation of state. *Phys. Rev. D*, 92(8):083002, Octubre 2015. doi:[10.1103/PhysRevD.92.083002](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.92.083002).
- D. Alp, J. Larsson, C. Fransson, et al. The 30 Year Search for the Compact Object in SN 1987A. *ApJ*, 864(2):174, Septiembre 2018. doi:[10.3847/1538-4357/aad739](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aad739).
- E. Annala, T. Gorda, A. Kurkela, y A. Vuorinen. Gravitational-wave constraints on the neutron-star-matter equation of state. *Physical Review Letters*, 120(17):172703, Abril 2018. doi:[10.1103/PhysRevLett.120.172703](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.172703).
- J. Antoniadis, P. C. C. Freire, N. Wex, et al. A massive pulsar in a compact relativistic binary. *Science*, 340:448, Abril 2013. doi:[10.1126/science.1233232](https://doi.org/10.1126/science.1233232).
- R. F. Archibald, V. M. Kaspi, S. P. Tendulkar, y P. Scholz. A magnetar-like outburst from a high-b radio pulsar. *ApJ*, 829(1):L21, Septiembre 2016. doi:[10.3847/2041-8205/829/1/L21](https://doi.org/10.3847/2041-8205/829/1/L21).

- Z. Arzoumanian, A. Brazier, S. Burke-Spolaor, et al. The NANOGrav 11-year Data Set: High-precision Timing of 45 Millisecond Pulsars. *ApJS*, 235(2):37, Abril 2018. doi:[10.3847/1538-4365/aab5b0](https://doi.org/10.3847/1538-4365/aab5b0).
- A. Athem Alsabti. Handbook of Supernovae. *IAU General Assembly*, 22:2253696, Agosto 2015.
- W. Baade y F. Zwicky. Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays. *Physical Review*, 46: 76–77, Julio 1934. doi:[10.1103/PhysRev.46.76.2](https://doi.org/10.1103/PhysRev.46.76.2).
- R. Balian, D. Haar, y J.F. Gregg. *From Microphysics to Macrophysics: Methods and Applications of Statistical Physics*. Number v. 1 in Theoretical and Mathematical Physics. Springer Berlin Heidelberg, 2006. ISBN 9783540454694. URL <https://books.google.com.ar/books?id=xsQzLxiatyMC>.
- D. Bandyopadhyay, S. Chakrabarty, y S. Pal. Quantizing magnetic field and quark-hadron phase transition in a neutron star. *Phys. Rev. Lett.*, 79:2176–2179, Septiembre 1997. doi:[10.1103/PhysRevLett.79.2176](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.2176). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.79.2176>.
- G. Baym, H. A. Bethe, y C. J. Pethick. Neutron star matter. *Nuclear Physics A*, 175:225–271, Noviembre 1971a. doi:[10.1016/0375-9474\(71\)90281-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90281-8).
- G. Baym, C. Pethick, y P. Sutherland. The ground state of matter at high densities: Equation of state and stellar models. *ApJ*, 170:299, Diciembre 1971b. doi:[10.1086/151216](https://doi.org/10.1086/151216).
- I. Bednarek. *Relativistic mean field : models of neutron stars*. Silesia University Press, 2007. ISBN 978-8322617069.
- I. Bednarek, A. Brzezina, R. Mańka, y M. Zastawny-Kubica. The influence of asymmetry on a magnetized proto-neutron star. *Nuclear Physics A*, 716:245–256, Marzo 2003. doi:[10.1016/S0375-9474\(02\)01404-5](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)01404-5).
- F. J. Belinfante. Intrinsic magnetic moment of elementary particles of spin 3/2. *Physical Review*, 92:997–1001, Noviembre 1953. doi:[10.1103/PhysRev.92.997](https://doi.org/10.1103/PhysRev.92.997).
- O. G. Benvenuto y J. E. Horvath. Evidence for strange matter in supernovae? *Phys. Rev. Lett.*, 63:716–719, 1989. doi:[10.1103/PhysRevLett.63.716](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.63.716).
- O. G. Benvenuto y G. Lugones. The phase transition from nuclear matter to quark matter during proto-neutron star evolution. *MNRAS*, 304:L25–L29, Abril 1999. doi:[10.1046/j.1365-8711.1999.02458.x](https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.1999.02458.x).
- Z. Berezhiani, I. Bombaci, A. Drago, F. Frontera, y A. Lavagno. Gamma-Ray Bursts from Delayed Collapse of Neutron Stars to Quark Matter Stars. *ApJ*, 586(2):1250–1253, Abril 2003. doi:[10.1086/367756](https://doi.org/10.1086/367756).
- R. D. Blandford y L. Hernquist. Magnetic susceptibility of a neutron star crust. *Journal of Physics C Solid State Physics*, 15:6233–6243, Octubre 1982. doi:[10.1088/0022-3719/15/30/017](https://doi.org/10.1088/0022-3719/15/30/017).
- A. R. Bodmer. Collapsed nuclei. *Phys. Rev. D*, 4:1601–1606, Septiembre 1971. doi:[10.1103/PhysRevD.4.1601](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.4.1601).
- I. Bombaci. The maximum mass of a neutron star. *A&A*, 305:871, Enero 1996.

- I. Bombaci y B. Datta. Conversion of Neutron Stars to Strange Stars as the Central Engine of Gamma-Ray Bursts. *ApJ*, 530(2):L69–L72, Febrero 2000. doi:[10.1086/312497](https://doi.org/10.1086/312497).
- I. Bombaci y D. Logoteta. A link between measured neutron star masses and lattice qcd data. *MNRAS*, 433:L79–L83, Junio 2013. doi:[10.1093/mnras/slt064](https://doi.org/10.1093/mnras/slt064).
- I. Bombaci, I. Parenti, y I. Vidana. Quark deconfinement and implications for the radius and the limiting mass of compact stars. *ApJ*, 614:314–325, 2004. doi:[10.1086/423658](https://doi.org/10.1086/423658).
- I. Bombaci, D. Logoteta, C. Providência, y I. Vidaña. Effects of quark matter nucleation on the evolution of proto-neutron stars. *A&A*, 528:A71, Abril 2011. doi:[10.1051/0004-6361/201015783](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201015783).
- I. Bombaci, D. Logoteta, I. Vidaña, y C. Providência. Quark matter nucleation in neutron stars and astrophysical implications. *European Physical Journal A*, 52:58, Marzo 2016. doi:[10.1140/epja/i2016-16058-5](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16058-5).
- A. Bonanno, L. Rezzolla, y V. Urpin. Mean-field dynamo action in protoneutron stars. *A&A*, 410:L33–L36, Octubre 2003. doi:[10.1051/0004-6361:20031459](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031459).
- L. Bonanno y A. Sedrakian. Composition and stability of hybrid stars with hyperons and quark color-superconductivity. *A&A*, 539:A16, Marzo 2012. doi:[10.1051/0004-6361/201117832](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117832).
- A. Broderick, M. Prakash, y J. M. Lattimer. The equation of state of neutron star matter in strong magnetic fields. *ApJ*, 537:351–367, Julio 2000. doi:[10.1086/309010](https://doi.org/10.1086/309010).
- M. Buballa. Njl-model analysis of dense quark matter [review article]. *Phys. Rep.*, 407: 205–376, Febrero 2005. doi:[10.1016/j.physrep.2004.11.004](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2004.11.004).
- G. F. Burgio y D. Zappalà. Hybrid star structure with the field correlator method. *European Physical Journal A*, 52:60, Marzo 2016. doi:[10.1140/epja/i2016-16060-y](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16060-y).
- A. Burrows y J. M. Lattimer. The birth of neutron stars. *ApJ*, 307:178–196, Agosto 1986. doi:[10.1086/164405](https://doi.org/10.1086/164405).
- H. B. Callen. *Thermodynamics and an Introduction to Thermostatistics, 2nd Edition*. Wiley, Agosto 1985.
- M. Camenzind. *Compact Objects in Astrophysics: White Dwarfs, Neutron Stars and Black Holes*. Astronomy and Astrophysics Library. Springer Berlin Heidelberg, 2007. ISBN 9783540499121. URL <https://books.google.com.ar/books?id=Nh68nl0abhMC>.
- J. Chadwick. Possible existence of a neutron. *Nature*, 129(3252):312–312, 1932. ISSN 1476-4687. doi:[10.1038/129312a0](https://doi.org/10.1038/129312a0). URL <https://doi.org/10.1038/129312a0>.
- S. Chandrasekhar. The dynamical instability of gaseous masses approaching the schwarzschild limit in general relativity. *ApJ*, 140:417, Agosto 1964. doi:[10.1086/147938](https://doi.org/10.1086/147938).
- D. Chatterjee y I. Vidaña. Do hyperons exist in the interior of neutron stars? *European Physical Journal A*, 52:29, Febrero 2016. doi:[10.1140/epja/i2016-16029-x](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16029-x).
- K. S. Cheng y Z. G. Dai. Conversion of Neutron Stars to Strange Stars as a Possible Origin of  $\gamma$ -Ray Bursts. *Phys. Rev. Lett.*, 77(7):1210–1213, Agosto 1996. doi:[10.1103/PhysRevLett.77.1210](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.77.1210).

- R. A. Chevalier. Neutron star accretion in a supernova. *ApJ*, 346:847–859, Noviembre 1989. doi:[10.1086/168066](https://doi.org/10.1086/168066).
- A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, Charles B. Thorn, y V. F. Weisskopf. A new extended model of hadrons. *Phys. Rev.*, D9:3471–3495, 1974. doi:[10.1103/PhysRevD.9.3471](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.9.3471).
- P. Cigan, M. Matsuura, H. L. Gomez, et al. High Angular Resolution ALMA Images of Dust and Molecules in the SN 1987A Ejecta. *ApJ*, 886(1):51, Noviembre 2019. doi:[10.3847/1538-4357/ab4b46](https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab4b46).
- R. Ciolfi y L. Rezzolla. Poloidal-field Instability in Magnetized Relativistic Stars. *ApJ*, 760(1):1, Noviembre 2012. doi:[10.1088/0004-637X/760/1/1](https://doi.org/10.1088/0004-637X/760/1/1).
- R. Ciolfi y L. Rezzolla. Twisted-torus configurations with large toroidal magnetic fields in relativistic stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 435(1):L43–L47, Agosto 2013. ISSN 1745-3925. doi:[10.1093/mnrasl/slt092](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slt092). URL <https://doi.org/10.1093/mnrasl/slt092>.
- P. Colangelo y A. Khodjamirian. *QCD Sum Rules, a Modern Perspective*, pages 1495–1576. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2001., 2001. doi:[10.1142/9789812810458\\_0033](https://doi.org/10.1142/9789812810458_0033).
- F. Coti Zelati, N. Rea, J. A. Pons, S. Campana, y P. Esposito. Systematic study of magnetar outbursts. *MNRAS*, 474(1):961–1017, Febrero 2018. doi:[10.1093/mnras/stx2679](https://doi.org/10.1093/mnras/stx2679).
- H. T. Cromartie, E. Fonseca, S. M. Ransom, et al. Relativistic Shapiro delay measurements of an extremely massive millisecond pulsar. *Nature Astronomy*, page 439, Septiembre 2019. doi:[10.1038/s41550-019-0880-2](https://doi.org/10.1038/s41550-019-0880-2).
- D. Curin, I. F. Ranea-Sandoval, M. G. Orsaria, y G. A. Contrera. Estrellas híbridas con núcleos superconductores de color. Enviado al Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía, Vol. 61B, 2020., 2019.
- A. H. Córscico, L. G. Althaus, M. M. Miller Bertolami, y S. O. Kepler. Pulsating white dwarfs: new insights. *arXiv e-prints*, art. arXiv:1907.00115, Junio 2019.
- P. B. Demorest, T. Pennucci, S. M. Ransom, M. S. E. Roberts, y J. W. T. Hessels. A two-solar-mass neutron star measured using shapiro delay. *Nature*, 467:1081–1083, Octubre 2010. doi:[10.1038/nature09466](https://doi.org/10.1038/nature09466).
- V. Dexheimer, R. Negreiros, y S. Schramm. Hybrid stars in a strong magnetic field. *European Physical Journal A*, 48:189, Diciembre 2012. doi:[10.1140/epja/i2012-12189-y](https://doi.org/10.1140/epja/i2012-12189-y).
- A. Di Giacomo, H. G. Dosch, V. I. Shevchenko, y Y. A. Simonov. Field correlators in qcd. theory and applications. *Phys. Rep.*, 372:319–368, Diciembre 2002. doi:[10.1016/S0370-1573\(02\)00140-0](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(02)00140-0).
- H. G. Dosch. Gluon condensate and effective linear potential. *Physics Letters B*, 190:177–181, Mayo 1987. doi:[10.1016/0370-2693\(87\)90863-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(87)90863-X).
- H. G. Dosch y Y. A. Simonov. The area law of the wilson loop and vacuum field correlators. *Physics Letters B*, 205:339–344, Abril 1988. doi:[10.1016/0370-2693\(88\)91675-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(88)91675-9).
- H. P. Duerr. Relativistic effects in nuclear forces. *Phys. Rev.*, 103:469–480, Julio 1956. doi:[10.1103/PhysRev.103.469](https://doi.org/10.1103/PhysRev.103.469). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.103.469>.

- R. C. Duncan y C. Thompson. Formation of very strongly magnetized neutron stars - implications for gamma-ray bursts. *ApJ*, 392:L9–L13, Junio 1992. doi:[10.1086/186413](https://doi.org/10.1086/186413).
- M. Dutra, O. Lourenço, S. S. Avancini, et al. Relativistic mean-field hadronic models under nuclear matter constraints. *Phys. Rev. C*, 90(5):055203, Noviembre 2014. doi:[10.1103/PhysRevC.90.055203](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.055203).
- F. J. Fattoyev, J. Piekarewicz, y C. J. Horowitz. Neutron skins and neutron stars in the multimessenger era. *Physical Review Letters*, 120(17):172702, Abril 2018. doi:[10.1103/PhysRevLett.120.172702](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.172702).
- R. P. Feynman, N. Metropolis, y E. Teller. Equations of State of Elements Based on the Generalized Fermi-Thomas Theory. *Physical Review*, 75:1561–1573, Mayo 1949. doi:[10.1103/PhysRev.75.1561](https://doi.org/10.1103/PhysRev.75.1561).
- C. Vásquez Flores, L. B. Castro, y G. Lugones. Properties of strongly magnetized ultradense matter and its effects on magnetar pulsations. *Phys. Rev. C*, 94(1):015807, Julio 2016. doi:[10.1103/PhysRevC.94.015807](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.015807).
- Z. Fodor y S. D. Katz. A new method to study lattice qcd at finite temperature and chemical potential. *Physics Letters B*, 534:87–92, Mayo 2002. doi:[10.1016/S0370-2693\(02\)01583-6](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)01583-6).
- J. Forshaw. An introduction to qed and qcd, 1997. URL <http://www.hep.man.ac.uk/u/forshaw/NorthWest/QED.pdf>. Lectures presented at the School for Young High Energy Physicists, Rutherford Appleton Laboratory.
- J. Frieben y L. Rezzolla. Equilibrium models of relativistic stars with a toroidal magnetic field. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 427(4):3406–3426, Diciembre 2012. ISSN 0035-8711. doi:[10.1111/j.1365-2966.2012.22027.x](https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.22027.x). URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2012.22027.x>.
- P. Ghosh y F. K. Lamb. Accretion by rotating magnetic neutron stars. III - Accretion torques and period changes in pulsating X-ray sources. *ApJ*, 234:296–316, Noviembre 1979. doi:[10.1086/157498](https://doi.org/10.1086/157498).
- N. K. Glendenning. First-order phase transitions with more than one conserved charge: Consequences for neutron stars. *Phys. Rev. D*, 46:1274–1287, Agosto 1992. doi:[10.1103/PhysRevD.46.1274](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.46.1274).
- N. K. Glendenning. *Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics, and General Relativity*. Astronomy and astrophysics library. Springer, 2000. ISBN 9780387947839. URL <https://books.google.com.ar/books?id=57XvAAAAMAAJ>.
- T. Gold. Rotating neutron stars as the origin of the pulsating radio sources. *Nature*, 218(5143):731–732, 1968. ISSN 1476-4687. doi:[10.1038/218731a0](https://doi.org/10.1038/218731a0). URL <https://doi.org/10.1038/218731a0>.
- R. González Felipe, A. Pérez Martínez, H. Pérez Rojas, y M. Orsaria. Magnetized strange quark matter and magnetized strange quark stars. *Phys. Rev. C*, 77(1):015807, Enero 2008. doi:[10.1103/PhysRevC.77.015807](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.77.015807).
- Google Earth. Mapa 35°12'25"S, 58°04'38"O, 2019. URL <https://earth.google.com/web>. [Online; acceso 01-Agosto-2019].

- E. Gourgoulhon, P. Haensel, y D. Gondek. Maximum mass instability of neutron stars and weak interaction processes in dense matter. *A&A*, 294:747–756, Febrero 1995.
- D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Physics textbook. Wiley, 2008. ISBN 9783527406012. URL <https://books.google.com.ar/books?id=w9Dz56myXm8C>.
- M. E. Gusakov, E. M. Kantor, y D. D. Ofengeim. Evolution of the magnetic field in neutron stars. *Phys. Rev. D*, 96:103012, Noviembre 2017. doi:10.1103/PhysRevD.96.103012. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.96.103012>.
- D.T. Haar. *Collected Papers of L.D. Landau*. Elsevier Science, 2013. ISBN 9781483152707. URL <https://books.google.com.ar/books?id=epc4BQAAQBAJ>.
- P. Haensel, J. L. Zdunik, y R. Schaeffer. Phase transitions in dense matter and radial pulsations of neutron stars. *Astron. Astrophys.*, 217:137–144, Junio 1989.
- P. Haensel, B. B. Paczynski, y P. P. Amsterdamski. Gamma-ray bursts from colliding strange stars. *ApJ*, 375:209–215, 1991. doi:10.1086/170182.
- P. Haensel, A.Y. Potekhin, y D.G. Yakovlev. *Neutron Stars 1: Equation of State and Structure*. Astrophysics and Space Science Library. Springer New York, 2006. ISBN 9780387335438. URL <https://books.google.com.ar/books?id=iIrj9nfHnesC>.
- S. Han y A. W. Steiner. Tidal deformability with sharp phase transitions in (binary) neutron stars. *arXiv e-prints*, Octubre 2018.
- A. K. Harding. The neutron star zoo. *Frontiers of Physics*, 8(6):679–692, Diciembre 2013. doi:10.1007/s11467-013-0285-0.
- B. K. Harrison, K. S. Thorne, M. Wakano, y J. A. Wheeler. *Gravitation Theory and Gravitational Collapse*. University of Chicago Press, 1965.
- J. A. Heras y G. Báez. The covariant formulation of maxwell’s equations expressed in a form independent of specific units. *European Journal of Physics*, 30:23–33, Enero 2009. doi:10.1088/0143-0807/30/1/003.
- A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, y R. A. Collins. Observation of a rapidly pulsating radio source. *Nature*, 217(5130):709–713, 1968. ISSN 1476-4687. doi:10.1038/217709a0. URL <https://doi.org/10.1038/217709a0>.
- K. Hirata, T. Kajita, M. Koshiba, et al. Observation of a neutrino burst from the supernova SN1987A. *Phys. Rev. Lett.*, 58(14):1490–1493, Abril 1987. doi:10.1103/PhysRevLett.58.1490.
- F. Hofmann, C. M. Keil, y H. Lenske. Application of the density dependent hadron field theory to neutron star matter. *Phys. Rev. C*, 64(2):025804, Agosto 2001. doi:10.1103/PhysRevC.64.025804.
- K. Iida y K. Sato. Effects of hyperons on the dynamical deconfinement transition in cold neutron star matter. *Phys. Rev. C*, C58:2538–2559, 1998. doi:10.1103/PhysRevC.58.2538.
- M. H. Johnson y E. Teller. Classical field theory of nuclear forces. *Phys. Rev.*, 98:783–787, Mayo 1955. doi:10.1103/PhysRev.98.783. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.98.783>.

- V. M. Kaspi y A. M. Beloborodov. Magnetars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 55:261–301, Agosto 2017. doi:[10.1146/annurev-astro-081915-023329](https://doi.org/10.1146/annurev-astro-081915-023329).
- V. M. Kaspi y M. Kramer. Radio Pulsars: The Neutron Star Population & Fundamental Physics. *arXiv e-prints*, art. arXiv:1602.07738, Febrero 2016.
- S. Konar, M. Bagchi, D. Bandyopadhyay, et al. Neutron star physics in the square kilometre array era: An indian perspective. *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 37(4):36, Diciembre 2016. doi:[10.1007/s12036-016-9409-6](https://doi.org/10.1007/s12036-016-9409-6).
- D. S. Kuz'menko, Y. A. Simonov, y V. I. Shevchenko. Reviews of topical problems: Vacuum, confinement, and qcd strings in the vacuum correlator method. *Physics Uspekhi*, 47:1–15, Enero 2004. doi:[10.1070/PU2004v047n01ABEH001696](https://doi.org/10.1070/PU2004v047n01ABEH001696).
- D. Lai y S. L. Shapiro. Cold equation of state in a strong magnetic field - effects of inverse beta-decay. *ApJ*, 383:745–751, Diciembre 1991. doi:[10.1086/170831](https://doi.org/10.1086/170831).
- L.D. Landau y E.M. Lifshitz. *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory*. Course of Theoretical Physics. Elsevier Science, 1981. ISBN 9780080503486.
- LIGO/Virgo/Northwestern Univ./Frank Elavsky. Masses of detected ligo/virgo compact binaries, 2018. URL <https://www.ligo.caltech.edu/image/ligo20181203a>. [Online; acceso 06-Septiembre-2019].
- D. Logoteta y I. Bombaci. Quark deconfinement transition in neutron stars with the field correlator method. *Phys. Rev. D*, 88:063001, Septiembre 2013. doi:[10.1103/PhysRevD.88.063001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.063001).
- D. R. Lorimer y M. Kramer. *Handbook of Pulsar Astronomy*. Cambridge University Press, Diciembre 2004.
- G. Lugones. From quark drops to quark stars. some aspects of the role of quark matter in compact stars. *European Physical Journal A*, 52:53, Marzo 2016. doi:[10.1140/epja/i2016-16053-x](https://doi.org/10.1140/epja/i2016-16053-x).
- G. Lugones y O. G. Benvenuto. Effect of trapped neutrinos in the hadron matter to quark matter transition. *Phys. Rev. D*, D58:083001, 1998. doi:[10.1103/PhysRevD.58.083001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.58.083001).
- G. Lugones y A. G. Grunfeld. Critical spectrum of fluctuations for deconfinement at proto-neutron star cores. *Phys. Rev. D*, D84:085003, 2011. doi:[10.1103/PhysRevD.84.085003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.84.085003).
- G. Lugones y A. G. Grunfeld. Surface tension of highly magnetized degenerate quark matter. *Phys. Rev. C*, 95(1):015804, Enero 2017. doi:[10.1103/PhysRevC.95.015804](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.015804).
- G. Lugones y J. E. Horvath. Color-flavor locked strange matter. *Phys. Rev. D*, 66(7):074017, Octubre 2002. doi:[10.1103/PhysRevD.66.074017](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.66.074017).
- G. Lugones, C. R. Ghezzi, E. M. de Gouveia Dal Pino, y J. E. Horvath. Asymmetric combustion in neutron stars and a potential mechanism for gamma-ray bursts. *ApJ*, 581:L101–L104, 2002. doi:[10.1086/345977](https://doi.org/10.1086/345977).
- G. Lugones, A. G. Grunfeld, N. N. Scoccola, y C. Villavicencio. Deconfinement of neutron star matter within the nambu-jona-lasinio model. *Phys. Rev. D*, 80(4):045017, Agosto 2009. doi:[10.1103/PhysRevD.80.045017](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.80.045017).

- G. Lugones, A. G. Grunfeld, y M. Al Ajmi. Surface tension and curvature energy of quark matter in the nambu-jona-lasinio model. *Phys. Rev. C*, 88(4):045803, Octubre 2013. doi:[10.1103/PhysRevC.88.045803](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.045803).
- G. Malfatti, M. G. Orsaria, G. A. Contrera, F. Weber, y I. F. Ranea-Sandoval. Hot quark matter and (proto-) neutron stars. *Phys. Rev. C*, 100(1):015803, Julio 2019. doi:[10.1103/PhysRevC.100.015803](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.100.015803).
- T. Malik, N. Alam, M. Fortin, et al. Gw170817: Constraining the nuclear matter equation of state from the neutron star tidal deformability. *Phys. Rev. C*, 98(3):035804, Septiembre 2018. doi:[10.1103/PhysRevC.98.035804](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.035804).
- G. J. Mao, A. Iwamoto, y Z. X. Li. A study of neutron star structure in strong magnetic fields that includes anomalous magnetic moments. *Chinese J. Astron. Astrophys.*, 3:359–374, Agosto 2003. doi:[10.1088/1009-9271/3/4/359](https://doi.org/10.1088/1009-9271/3/4/359).
- M. Mariani, M. Orsaria, y H. Vucetich. Constant entropy hybrid stars: a first approximation of cooling evolution. *A&A*, 601:A21, Mayo 2017. doi:[10.1051/0004-6361/201629315](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629315).
- M. Mariani, M. G. Orsaria, I. F. Ranea-Sandoval, y G. Lugones. Magnetized hybrid stars: effects of slow and rapid phase transitions at the quark-hadron interface. *MNRAS*, 489(3): 4261–4277, Noviembre 2019. doi:[10.1093/mnras/stz2392](https://doi.org/10.1093/mnras/stz2392).
- K. D. Marquez y D. P. Menezes. Phase transition in compact stars: nucleation mechanism and  $\gamma$ -ray bursts revisited. *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 2017(12):028, Diciembre 2017. doi:[10.1088/1475-7516/2017/12/028](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2017/12/028).
- L. Masperi y M. G. Orsaria. Primordial bubbles of color superconducting quark matter. *Phys. Part. Nucl. Lett.*, 1:48–53, 2004. [Part. Nucl. Lett.118,80(2004)].
- E. R. Most, L. R. Weih, L. Rezzolla, y J. Schaffner-Bielich. New constraints on radii and tidal deformabilities of neutron stars from gw170817. *Physical Review Letters*, 120(26):261103, Junio 2018. doi:[10.1103/PhysRevLett.120.261103](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.261103).
- H. Müller y B. D. Serot. Relativistic mean-field theory and the high-density nuclear equation of state. *Nucl. Phys. A*, 606:508–537, Febrero 1996. doi:[10.1016/0375-9474\(96\)00187-X](https://doi.org/10.1016/0375-9474(96)00187-X).
- E. Nakar. Short-hard gamma-ray bursts. *Phys. Rep.*, 442(1-6):166–236, Abril 2007. doi:[10.1016/j.physrep.2007.02.005](https://doi.org/10.1016/j.physrep.2007.02.005).
- Y. Nambu y G. Jona-Lasinio. Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. i. *Physical Review*, 122:345–358, Abril 1961a. doi:[10.1103/PhysRev.122.345](https://doi.org/10.1103/PhysRev.122.345).
- Y. Nambu y G. Jona-Lasinio. Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. ii. *Physical Review*, 124:246–254, Octubre 1961b. doi:[10.1103/PhysRev.124.246](https://doi.org/10.1103/PhysRev.124.246).
- NANOGrav. "Pulsar watchers close in on galaxy merger history", crédito por la imagen: UK National Science & Media Museum, 2018. URL <http://nanograv.org/press/2018/02/28/Pulsar-Watchers-Close-In-On-Galaxy-Merger-History.html>. [Online; acceso 08-Agosto-2019].
- NASA Chandra. Educational materials::stellar evolution, 2019. URL [http://chandra.harvard.edu/edu/formal/stellar\\_ev/](http://chandra.harvard.edu/edu/formal/stellar_ev/). [Online; acceso 31-Julio-2019].

- NASA Nicer. Neutron star animations, 2017. URL <https://svs.gsfc.nasa.gov/20267>. [Online; acceso 22-Julio-2019].
- L. Naso, L. Rezzolla, A. Bonanno, y L. Paternò. Magnetic field amplification in proto-neutron stars. the role of the neutron-finger instability for dynamo excitation. *A&A*, 479(1):167–176, Febrero 2008. doi:[10.1051/0004-6361:20078360](https://doi.org/10.1051/0004-6361/20078360).
- A. V. Nefediev, YU. A. Simonov, y M. A. Trusov. Deconfinement and quark-gluon plasma. *International Journal of Modern Physics E*, 18(03):549–599, 2009. doi:[10.1142/S0218301309012768](https://doi.org/10.1142/S0218301309012768). URL <http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/S0218301309012768>.
- E. O'Connor y C. D. Ott. Black Hole Formation in Failing Core-Collapse Supernovae. *ApJ*, 730(2):70, Abril 2011. doi:[10.1088/0004-637X/730/2/70](https://doi.org/10.1088/0004-637X/730/2/70).
- S. A. Olausen y V. M. Kaspi. The McGill Magnetar Catalog. *ApJS*, 212:6, Mayo 2014. doi:[10.1088/0067-0049/212/1/6](https://doi.org/10.1088/0067-0049/212/1/6).
- M. L. Olesen y J. Madsen. Nucleation of quark matter bubbles in neutron stars. *Phys. Rev. D*, D49:2698–2702, 1994. doi:[10.1103/PhysRevD.49.2698](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.49.2698).
- A. V. Olinto. On the Conversion of Neutron Stars Into Strange Stars. *Phys. Lett.*, B192:71, 1987. doi:[10.1016/0370-2693\(87\)91144-0](https://doi.org/10.1016/0370-2693(87)91144-0).
- J. R. Oppenheimer y G. M. Volkoff. On massive neutron cores. *Physical Review*, 55:374–381, Febrero 1939. doi:[10.1103/PhysRev.55.374](https://doi.org/10.1103/PhysRev.55.374).
- M. Orsaria, H. Rodrigues, F. Weber, y G. A. Contrera. Quark-hybrid matter in the cores of massive neutron stars. *Phys. Rev. D*, 87(2):023001, Enero 2013. doi:[10.1103/PhysRevD.87.023001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.87.023001).
- M. Orsaria, H. Rodrigues, F. Weber, y G. A. Contrera. Quark deconfinement in high-mass neutron stars. *Phys. Rev. C*, 89(1):015806, Enero 2014. doi:[10.1103/PhysRevC.89.015806](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.015806).
- M. G. Orsaria, G. Malfatti, M. Mariani, et al. Phase transitions in neutron stars and their links to gravitational waves. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 46(7):073002, Julio 2019. doi:[10.1088/1361-6471/ab1d81](https://doi.org/10.1088/1361-6471/ab1d81).
- R. Ouyed y F. Sannino. Quark stars as inner engines for Gamma ray bursts? *A&A*, 387:725–732, Mayo 2002. doi:[10.1051/0004-6361:20020409](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020409).
- F. Özel, D. Psaltis, R. Narayan, y A. V. Villarreal. ON THE MASS DISTRIBUTION AND BIRTH MASSES OF NEUTRON STARS. *The Astrophysical Journal*, 757(1):55, Septiembre 2012. doi:[10.1088/0004-637x/757/1/55](https://doi.org/10.1088/0004-637x/757/1/55). URL <https://doi.org/10.1088/0004-637x/757/1/55>.
- F. I. M. Pereira. Sqm studied in the field correlator method. *Nuclear Physics A*, 897:151–166, Enero 2013. doi:[10.1016/j.nuclphysa.2012.11.008](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2012.11.008).
- J. P. Pereira y G. Lugones. General relativistic surface degrees of freedom in perturbed hybrid stars. *ApJ*, 871(1):47, Enero 2019. doi:[10.3847/1538-4357/aaf4ba](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aaf4ba).
- J. P. Pereira, C. V. Flores, y G. Lugones. Phase transition effects on the dynamical stability of hybrid neutron stars. *ApJ*, 860:12, Junio 2018. doi:[10.3847/1538-4357/aabfbf](https://doi.org/10.3847/1538-4357/aabfbf).

- A. G. Pili, N. Bucciantini, y L. Del Zanna. Axisymmetric equilibrium models for magnetized neutron stars in general relativity under the conformally flat condition. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 439(4):3541–3563, Marzo 2014. ISSN 0035-8711. doi:[10.1093/mnras/stu215](https://doi.org/10.1093/mnras/stu215). URL <https://doi.org/10.1093/mnras/stu215>.
- A. G. Pili, N. Bucciantini, A. Drago, G. Pagliara, y L. Del Zanna. Quark deconfinement in the proto-magnetar model of long gamma-ray bursts. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 462(1):L26–L30, Junio 2016. ISSN 1745-3925. doi:[10.1093/mnrasl/slw115](https://doi.org/10.1093/mnrasl/slw115). URL <https://doi.org/10.1093/mnrasl/slw115>.
- A. L. Piro, B. Giacomazzo, y P. Perna. The fate of neutron star binary mergers. *The Astrophysical Journal*, 844(2):L19, Julio 2017. doi:[10.3847/2041-8213/aa7f2f](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa7f2f). URL <https://doi.org/10.3847/2041-8213/aa7f2f>.
- S. Plumari, G. F. Burgio, V. Greco, y D. Zappalà. Quark matter in neutron stars within the field correlator method. *Phys. Rev. D*, 88(8):083005, Octubre 2013. doi:[10.1103/PhysRevD.88.083005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.88.083005).
- J. A. Pons, D. Viganò, y N. Rea. A highly resistive layer within the crust of X-ray pulsars limits their spin periods. *Nature Physics*, 9(7):431–434, Julio 2013. doi:[10.1038/nphys2640](https://doi.org/10.1038/nphys2640).
- A. Y. Potekhin, A. De Luca, y J. A. Pons. Neutron Stars—Thermal Emitters. *Space Sci. Rev.*, 191(1-4):171–206, Octubre 2015. doi:[10.1007/s11214-014-0102-2](https://doi.org/10.1007/s11214-014-0102-2).
- M. Prakash, I. Bombaci, M. Prakash, et al. Composition and structure of protoneutron stars. *Phys. Rep.*, 280:1–77, Enero 1997. doi:[10.1016/S0370-1573\(96\)00023-3](https://doi.org/10.1016/S0370-1573(96)00023-3).
- M. Prakash, J. M. Lattimer, J. A. Pons, A. W. Steiner, y S. Reddy. Evolution of a neutron star from its birth to old age. In D. Blaschke, N. K. Glendenning, y A. Sedrakian, editors, *Physics of Neutron Star Interiors*, volume 578 of *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, page 364, 2001.
- A. Rabhi, H. Pais, P. K. Panda, y C. Providência. Quark-hadron phase transition in a neutron star under strong magnetic fields. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 36(11):115204, Noviembre 2009. doi:[10.1088/0954-3899/36/11/115204](https://doi.org/10.1088/0954-3899/36/11/115204).
- C. A. Raithel, F. Özel, y D. Psaltis. Tidal deformability from gw170817 as a direct probe of the neutron star radius. *ApJ*, 857:L23, Abril 2018. doi:[10.3847/2041-8213/aabcbf](https://doi.org/10.3847/2041-8213/aabcbf).
- I. F. Ranea-Sandoval, S. Han, M. G. Orsaria, et al. Constant-sound-speed parametrization for nambu-jona-lasinio models of quark matter in hybrid stars. *Phys. Rev. C*, 93(4):045812, Abril 2016. doi:[10.1103/PhysRevC.93.045812](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.93.045812).
- I. F. Ranea-Sandoval, M. G. Orsaria, S. Han, F. Weber, y W. M. Spinella. Color superconductivity in compact stellar hybrid configurations. *Phys. Rev. C*, C96(6):065807, 2017. doi:[10.1103/PhysRevC.96.065807](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.065807).
- I. F. Ranea-Sandoval, O. M. Guilera, M. Mariani, y M. G. Orsaria. Oscillation modes of hybrid stars within the relativistic cowling approximation. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 12:031, Diciembre 2018. doi:[10.1088/1475-7516/2018/12/031](https://doi.org/10.1088/1475-7516/2018/12/031).
- I. F. Ranea-Sandoval, M. G. Orsaria, G. Malfatti, et al. Effects of Hadron-Quark Phase Transitions in Hybrid Stars within the NJL Model. *arXiv e-prints*, art. arXiv:1903.11974, Marzo 2019.

- N. Rea, G. L. Israel, J. A. Pons, et al. The outburst decay of the low magnetic field magnetar sgr 0418+5729. *ApJ*, 770(1):65, Junio 2013. doi:[10.1088/0004-637X/770/1/65](https://doi.org/10.1088/0004-637X/770/1/65).
- N. Rea, D. Viganò, G. L. Israel, J. A. Pons, y D. F. Torres. 3xmm j185246.6+003317: Another low magnetic field magnetar. *ApJ*, 781(1):L17, Enero 2014. doi:[10.1088/2041-8205/781/1/L17](https://doi.org/10.1088/2041-8205/781/1/L17).
- L. Rezzolla, B. Giacomazzo, L. Baiotti, et al. The missing link: Merging neutron stars naturally produce jet-like structures and can power short gamma-ray bursts. *ApJ*, 732(1):L6, Mayo 2011. doi:[10.1088/2041-8205/732/1/L6](https://doi.org/10.1088/2041-8205/732/1/L6).
- T. A. Rijken, M. M. Nagels, y Y. Yamamoto. Baryon-baryon interactions: Nijmegen extended-soft-core models. *Prog. Theor. Phys. Suppl.*, 185:14–71, 2010. doi:[10.1143/PTPS.185.14](https://doi.org/10.1143/PTPS.185.14).
- Saxton, B., NRAO/AUI/NSF. Most massive neutron star discovered, 2010. URL <https://public.nrao.edu/news/most-massive-neutron-star-discovered/#PRimageSelected>. [Online; acceso 06-Septiembre-2019].
- A. Schmitt. *Dense Matter in Compact Stars*, volume 811. Springer, 2010. doi:[10.1007/978-3-642-12866-0](https://doi.org/10.1007/978-3-642-12866-0).
- G.-y. Shao. Evolution of proto-neutron stars with the hadron-quark phase transition. *Physics Letters B*, 704:343–346, Octubre 2011. doi:[10.1016/j.physletb.2011.09.030](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2011.09.030).
- S.L. Shapiro y S.A. Teukolsky. *Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects*. Wiley, 2008. ISBN 9783527617678. URL <https://books.google.com.ar/books?id=d1CRQIcP1zoC>.
- G. Shen, C. J. Horowitz, y S. Teige. Equation of state of dense matter from a density dependent relativistic mean field model. *Phys. Rev. C*, 82(1):015806, Julio 2010a. doi:[10.1103/PhysRevC.82.015806](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.015806).
- G. Shen, C. J. Horowitz, y S. Teige. Equation of state of nuclear matter in a virial expansion of nucleons and nuclei. *Phys. Rev. C*, 82(4):045802, Octubre 2010b. doi:[10.1103/PhysRevC.82.045802](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.045802).
- G. Shen, C. J. Horowitz, y S. Teige. New equation of state for astrophysical simulations. *Phys. Rev. C*, 83(3):035802, Marzo 2011. doi:[10.1103/PhysRevC.83.035802](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.035802).
- M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, y V. I. Zakharov. Qcd and resonance physics. theoretical foundations. *Nuclear Physics B*, 147:385–447, Febrero 1979a. doi:[10.1016/0550-3213\(79\)90022-1](https://doi.org/10.1016/0550-3213(79)90022-1).
- M. A. Shifman, A. I. Vainshtein, y V. I. Zakharov. Qcd and resonance physics. applications. *Nuclear Physics B*, 147:448–518, Febrero 1979b. doi:[10.1016/0550-3213\(79\)90023-3](https://doi.org/10.1016/0550-3213(79)90023-3).
- Y. A. Simonov. Vacuum background fields in qcd as a source of confinement. *Nuclear Physics B*, 307:512–530, Septiembre 1988. doi:[10.1016/0550-3213\(88\)90262-3](https://doi.org/10.1016/0550-3213(88)90262-3).
- Y. A. Simonov. Qcd and theory of hadrons. *ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints*, Noviembre 1999.
- Y. A. Simonov y M. A. Trusov. Deconfinement transition for nonzero baryon density in the field correlator method. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 85:598–601, Agosto 2007a. doi:[10.1134/S0021364007120028](https://doi.org/10.1134/S0021364007120028).

- Y. A. Simonov y M. A. Trusov. Vacuum phase transition at nonzero baryon density. *Physics Letters B*, 650:36–40, Junio 2007b. doi:[10.1016/j.physletb.2007.04.052](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.04.052).
- W. M. Spinella. *A Systematic Investigation of Exotic Matter in Neutron Stars*. PhD thesis, The Claremont Graduate University, 2017.
- A. W. Steiner, M. Prakash, y J. M. Lattimer. Quark-hadron phase transitions in young and old neutron stars. *Physics Letters B*, 486:239–248, Agosto 2000. doi:[10.1016/S0370-2693\(00\)00780-2](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(00)00780-2).
- H. Stoecker, K. Zhou, S. Schramm, et al. Glueballs amass at the rhic and lhe! the early quarkless first-order phase transition at  $t = 270$  mev-from pure yang-mills glue plasma to hagedorn glueball states. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 43(1):015105, Agosto 2016. doi:[10.1088/0954-3899/43/1/015105](https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/1/015105).
- M. Strickland, V. Dexheimer, y D. P. Menezes. Bulk properties of a fermi gas in a magnetic field. *Phys. Rev. D*, 86:125032, Diciembre 2012. doi:[10.1103/PhysRevD.86.125032](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.125032).
- T. Sukhbold, T. Ertl, S. E. Woosley, Justin M. Brown, y H. T. Janka. Core-collapse Supernovae from 9 to 120 Solar Masses Based on Neutrino-powered Explosions. *ApJ*, 821(1):38, Abril 2016. doi:[10.3847/0004-637X/821/1/38](https://doi.org/10.3847/0004-637X/821/1/38).
- M. Tanabashi, K. Hagiwara, K. Hikasa, et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 98:030001, Agosto 2018. doi:[10.1103/PhysRevD.98.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.030001>.
- The LIGO Scientific Collaboration, the Virgo Collaboration, B. P. Abbott, et al. GWTC-1: A Gravitational-Wave Transient Catalog of Compact Binary Mergers Observed by LIGO and Virgo during the First and Second Observing Runs. *arXiv e-prints*, art. arXiv:1811.12907, Noviembre 2018.
- R. C. Tolman. Static solutions of einstein’s field equations for spheres of fluid. *Physical Review*, 55:364–373, Febrero 1939. doi:[10.1103/PhysRev.55.364](https://doi.org/10.1103/PhysRev.55.364).
- G. F. Torres del Castillo y J. Velázquez Castro. Schrödinger-Pauli equation for spin-3/2 particles. *Revista mexicana de física*, 50:306 – 310, 2004. ISSN 0035-001X. URL [http://www.scielo.org.mx/scielo.php?script=sci\\_arttext&pid=S0035-001X2004000300013&nrm=iso](http://www.scielo.org.mx/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0035-001X2004000300013&nrm=iso).
- A. Treves, S. B. Popov, M. Colpi, M. E. Prokhorov, y R. Turolla. The Magnificent Seven: Close-by Cooling Neutron Stars? In Riccardo Giacconi, Salvatore Serio, y Luigi Stella, editors, *X-ray Astronomy 2000*, volume 234 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 225, Enero 2001.
- S. Typel. Relativistic model for nuclear matter and atomic nuclei with momentum-dependent self-energies. *Phys. Rev. C*, 71:064301, Junio 2005. doi:[10.1103/PhysRevC.71.064301](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.71.064301). URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.71.064301>.
- S. Typel. Relativistic mean-field models with different parametrizations of density dependent couplings. *Particles*, 1(1):3–22, 2018. ISSN 2571-712X. doi:[10.3390/particles1010002](https://doi.org/10.3390/particles1010002). URL <http://www.mdpi.com/2571-712X/1/1/2>.
- S. Typel y H.H. Wolter. Relativistic mean field calculations with density-dependent meson-nucleon coupling. *Nucl. Phys. A*, 656(3):331 – 364, 1999. ISSN 0375-9474.

- doi:[https://doi.org/10.1016/S0375-9474\(99\)00310-3](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(99)00310-3). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947499003103>.
- I. Vidaña, I. Bombaci, A. Polls, y A. Ramos. Microscopic study of neutrino trapping in hyperon stars. *A&A*, 399:687–693, Febrero 2003. doi:[10.1051/0004-6361:20021840](https://doi.org/10.1051/0004-6361/20021840).
- D. Viganò, N. Rea, J. A. Pons, et al. Unifying the observational diversity of isolated neutron stars via magneto-thermal evolution models. *MNRAS*, 434:123–141, Septiembre 2013. doi:[10.1093/mnras/stt1008](https://doi.org/10.1093/mnras/stt1008).
- J. D. Walecka. A theory of highly condensed matter. *Annals of Physics*, 83(2):491 – 529, 1974. ISSN 0003-4916. doi:[https://doi.org/10.1016/0003-4916\(74\)90208-5](https://doi.org/10.1016/0003-4916(74)90208-5). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0003491674902085>.
- F. M. Walter y L. D. Matthews. The optical counterpart of the isolated neutron star RX J185635-3754. *Nature*, 389:358–360, Septiembre 1997. doi:[10.1038/38682](https://doi.org/10.1038/38682).
- F. Weber. *Pulsars as Astrophysical Laboratories for Nuclear and Particle Physics*. (IOP Publishing, 1999. ISBN 978-0750303323.
- F. Weber. Strange quark matter and compact stars. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 54:193–288, Marzo 2005. doi:[10.1016/j.pnnp.2004.07.001](https://doi.org/10.1016/j.pnnp.2004.07.001).
- F. Weber, M. G. Orsaria, H. Rodrigues, y S. H. Yang. Structure of Quark Stars. In Joeri van Leeuwen, editor, *Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 years*, volume 291 of *IAU Symposium*, pages 61–66, Marzo 2013. doi:[10.1017/S1743921312023174](https://doi.org/10.1017/S1743921312023174).
- Wikimedia Commons. File:octeto bariônico.png — wikimedia commons, the free media repository, 2015a. URL [https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Octeto\\_bariônico.png&oldid=167533198](https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Octeto_bariônico.png&oldid=167533198). [Online; acceso 11-Julio-2019].
- Wikimedia Commons. File:decupleteo bariônico.png — wikimedia commons, the free media repository, 2015b. URL [https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Decupleteo\\_bariônico.png&oldid=167569167](https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Decupleteo_bariônico.png&oldid=167569167). [Online; acceso 11-Julio-2019].
- E. Witten. Cosmic separation of phases. *Phys. Rev. D*, 30:272–285, Julio 1984. doi:[10.1103/PhysRevD.30.272](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.30.272).
- S. E. Woosley, A. Heger, y T. A. Weaver. The evolution and explosion of massive stars. *Reviews of Modern Physics*, 74:1015–1071, Noviembre 2002. doi:[10.1103/RevModPhys.74.1015](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.74.1015).
- R. X. Xu, Z. G. Dai, B. H. Hong, y G. J. Qiao. GRB: A Signature of Phase Transition to QGP? *arXiv e-prints*, art. astro-ph/9908262, Agosto 1999.
- D. G. Yakovlev, P. Haensel, G. Baym, y C. Pethick. Lev Landau and the concept of neutron stars. *Physics Uspekhi*, 56(3):289-295, Marzo 2013. doi:[10.3367/UFNe.0183.201303f.0307](https://doi.org/10.3367/UFNe.0183.201303f.0307).
- M.W. Zemansky y R. Dittman. *Heat and Thermodynamics: An Intermediate Textbook*. International Series in Pure and Applied Physics. McGraw-Hill, 1997. ISBN 9780070170599. URL <https://books.google.com.ar/books?id=4vVAAQAIAAJ>.

