Draft version March 8, 2023 年使用 LATEX 排版双栏
样式，采用 AASTeX631

arXiv:2303.03409v1 [astro-ph.SR] 6 Mar 2023

超大质量 O-Ne 白矮星中 ^{56}铁的蒸馏

Matthew E. Caplan,[1] Simon Blouin,[2] and Ian F. Freeman[1]

[1] *Department of Physics, Illinois State UniversityNormal, IL 67190, USA*[2] *Department of Physics and Astronomy, University of VictoriaVictoria, BC V8W 2Y2, Canada*

摘要

白矮星开始冻结时，其内部的等离子体混合物会发生分离过程，从而可能显著改变恒星的成分剖面。富中子元素（例如 ^{22}氖或 ^{56}铁）的丰度，决定了最初形成的晶体是否比周围流体密度更大，进而决定它们是下沉还是上浮。研究人员现已对碳-氧-氖和碳-氧-铁混合物开展了相关研究，发现白矮星中可能发生蒸馏和沉淀过程。在本研究中，我们计算了更复杂的氧-氖-铁混合物的相图，并对分离后的白矮星内部结构作出预测。氖丰度、 ^{22}氖比例和 ^{56}铁丰度之间复杂的相互作用决定了两种可能的结果：要么最初形成的氧-氖固体具有浮力，使铁蒸馏并形成内核；要么形成氧-氖内核，而铁在液体中不断积累，直至铁开始蒸馏并形成铁壳层。若形成铁壳层，可能会引发瑞利-泰勒不稳定性并使核心发生翻转。无论哪种情况，铁蒸馏造成的冷却延迟可能仅约为0.1十亿年，因为这些过程发生在白矮星光度较高的早期阶段。铁内核和铁壳层或可通过星震学探测到，并可能提高超新星中锰、镍等富中子元素的产量。

关键词： 白矮星(1799) — 恒星演化(1599) — 恒星内部(1606) — 等离子体物理(2089) —计算方法(1965)

1. 引言

在没有热源的情况下，白矮星会持续冷却，因此可以将白矮星表面温度作为恒星年龄的替代指标。然而，只有具备准确的白矮星冷却理论，并详细考虑所有可能延缓冷却的热源，才能实现精确的宇宙年代学。越来越多研究白矮星中等离子体混合物的工作发现，白矮星核心的具体组成会影响这些加热过程。最初形成的晶体的组成由核心流体的组成决定，因为电荷较高的原子核会经历更大的库仑能，因此会在更高温度下结晶。因此，我们希望在这项工作中更详细地研究其中一些混合物。

盖亚数据发布第二版（DR2）和早期数据发布第三版（EDR3）收录了 36 万个白矮星候选体（Gen- tile Fusillo 等，2019，2021），而近期对 Gaia DR3 数据的研究可能会发现更多候选体，并通过光谱确认其中许多。随着白矮星群体如此庞大，许多长期以来仅停留在理论层面的内部过程如今已得到观测证实。例如，Tremblay 等，2019 发现，100 秒差距内白矮星的冷却序列上存在堆积现象，这是核心结晶的证据。此外，在恒星燃烧晚期，CNO 元素会转化为 ^{22}Ne；它在白矮星内部受到净引力作用并沉降至核心，释放引力势能并以热量的形式输出（Is- ern 等，1991；Bildsten 与 Hall，2001）。 ^{22}Ne 的输运对所谓的“Q 支白矮星”可能尤其重要。这类白矮星或由白矮星并合形成，并观测到数十亿年的冷却延迟（Cheng 等，2019；Bauer 等，2020；Camisassa 等，2021；Blouin 等，2021）。

强烈的分离过程能够彻底改变恒星的成分剖面，影响冷却之外可观测的天体物理现象，例如振荡周期和超新星核合成产额。脉动周期对平均分子量十分敏感，Chidester等（2021发现，是否存在 ^{22}Ne，可能会使相对周期偏移系统性地偏移 $\Delta P/P \approx \pm 0.5\%$。不过，这项分析可以

视为不依赖于究竟是哪种同位素使平均分子量向富中子方向偏移，并表明 ^{56}铁分离可能对今后模拟脉动周期的研究至关重要。鉴于测得的g模脉动周期精度很高（6至7位有效数字），尽管相对周期偏移很小，仍有可能推断白矮星中存在某种分离。同样，高效分离若形成中子过剩较高的致密内核，也可能影响Ia型核合成。如果内核在爆轰期间达到核统计平衡，那么分离物质较高的中子分数可能更容易生成富中子核素；若物质由对称原子核快速燃烧，则原本不会预期生成这些核素。观测到的 ^{55}Mn和 ^{58}Co丰度表明，Ia型超新星是这些核素的重要来源（Seitenzahl等，2013年；Yamaguchi等，2015年）。最后，富中子核素的积累会降低核心电子分数，从而提高压力和核心电子费米能。如果费米能升高到足够程度，可能会触发电子俘获反应，进而在孤立的白矮星中引发超新星。由于白矮星必须非常接近电子俘获阈值，这种情况才有可能发生，因此这一途径较为罕见；不过，对于最初未能爆炸的近钱德拉塞卡质量白矮星并合遗迹而言，这种由延迟分离诱发的超新星或许是一种值得探讨的可能性（Caplan，2020年；Caiazzo等，2021年）。

鉴于分离过程对于这一系列天体物理问题的重要性，理论学家如今已经考虑了许多富中子核素的分离。在碳氧白矮星中分离 ^{22}Ne是目前研究最广泛的情况，蒸馏似乎很可能发生。Bauer 等人（2020）最初提出，^{22}Ne可能会从碳氧合金中直接分离出来并沉淀到内核，但Caplan 等人（2020）发现，这一观点与分子动力学模拟以及碳氧氖相图不相容。Blouin 等人（2021）认为，最先形成的晶体很可能是相较于流体而言氧含量更高、但 ^{22}Ne含量更低的碳氧合金。由于排除了 ^{22}Ne，这些晶体会变得具有浮力，随后开始发生蒸馏过程；根据 ^{22}Ne的确切浓度，该过程可能形成 ^{22}Ne内核，或在碳氧氖内核周围形成一层 ^{22}Ne壳层。虽然 ^{22}Ne不会直接沉淀，但电荷更高的原子核可能会发生更强的分离；Caplan 等人（2021）表明，^{56}Fe可能会分离出来，形成纯Fe固体，或形成含约15% Fe的碳氧铁合金，并在 ^{22}Ne分离之前沉淀，在碳氧白矮星中形成内核。氧氖白矮星中富中子核素的行为也得到了研究。其中大部分 ^{22}Ne会转化为更重的核素，例如 ^{23}Na，Blouin与Daligault（2021）表明，由于电荷相似，Ne往往不会从氧氖混合物中分离出来。

目前，O-Ne混合物中的铁尚未得到研究，因此将成为本文的研究对象。这些混合物更加复杂，因为 ^{22}Ne在结晶过程中无法与主体 ^{20}Ne发生相分离。因此，影响结晶及这些晶体浮力的因素之间存在复杂的相互作用，涉及三个参数：氖丰度、 ^{22}Ne浓度和 ^{56}Fe浓度。

在第 2 节中，我们给出了O-Ne-Fe混合物的半解析相图。在第 3 节中，我们讨论了分离对WD演化的影响，并考察了富中子核素浓度变化时可能发生的沉淀和蒸馏过程。我们在第 4节进行总结

2. 相图

我们首先计算O-Ne-Fe混合物的三组分相图，如图1所示，以了解哪些固相可能与WD中典型的液体组成共存。

简而言之，这种半解析方法利用Ogata 等人(1993中得到的自由能解析拟合，在最小自由能曲面上寻找共享切平面的共存固体与液体。该方法由Medin 与Cum- ming (2010)提出，三元相图的处理方法则在Caplan 等人(2018)中得到进一步发展。本文采用的方法与以往研究相同，这类研究在文献中已相当多（Caplan等，2020年；Blouin和Daligault，2021年；Caplan等，2021）。

我们给出了 $\Gamma_{\rm O} = 165.8$处的相图；此条件大致对应于等比例氧和氖的混合物开始冻结。可以看到，在氖轴附近，氖含量最高约为 $x_{\rm Fe} \approx 0.03$的一系列混合物会冻结并形成氧-氖合金，其氖含量高于液体中的氖含量。该氧-氖合金中的铁含量也较低。随着铁含量增加的液体会与氖含量越来越高的固体共存，但这些富氖固体中的铁含量也较低。超过 $x_{\rm Fe} \approx 0.03$ 后，我们到达共晶点（ε），此时液体可与纯固体共存。鉴于共晶点的高 $x_{\rm Fe}$，这表明，对于氧-氖-铁混合物而言，铁直接从液体中沉淀出来的可能性不大；类似现象曾在Caplan 等人(2021)对碳-氧-铁混合物的研究中发现。

相图的其他特征也很有趣，但与天体物理的关联较小。例如，在图的右下角附近，可以发现富氧混合物。对于温度高于约 $x_{\rm O} \approx 0.85$ 的液体，我们发现它与一种贫 Ne、略微富铁的固体共存。虽然白矮星中氧与 Ne 的比值

仍不确定，但如此低的 Ne/O 比值似乎不太可能，因此本研究不再进一步考虑。

其他情况下相图的行为 Γ_O 与此类似。当 Γ_O 增大时，共晶点向右下角移动，因为平均电荷较低的混合物开始冻结。液相线也逐渐靠近氖轴，因为铁含量较低的流体开始与纯铁固体共存。最后冻结的混合物出现在纯氧顶点附近，温度为 $\Gamma_O \approx 185$，大约为 $x_{Fe} \approx 0.01$，因为已知少量杂质浓度会降低熔化温度（例如参见 Ogata等（1993）；Medin与Cumming（2010））。因此，随着共晶点向上移至富氖程度越来越高的混合物区域，只有当流体中的铁含量显著增加时，流体才能与纯铁固体共存。

相图在铁丰度极低时的行为决定了最先形成哪种固相，因此必须了解这一点，才能确定液体组成的演化。这些混合物中的电荷比很大（$Z_{Fe}/Z_O = 3.25$），而在太阳组成下，O-Ne中的铁丰度不到百分之一。因此，用于计算相图的Ogata 等人(1993)自由能数据被外推到了比拟合范围更低的浓度（在Ogata 等人(1993)中考察的最低数分数为0.01，对应 $Z_i/Z_j = 3$）。目前正在开展利用分子动力学模拟研究含微量铁的O-Ne混合物的初步工作，相关结果将在未来的研究中报告。

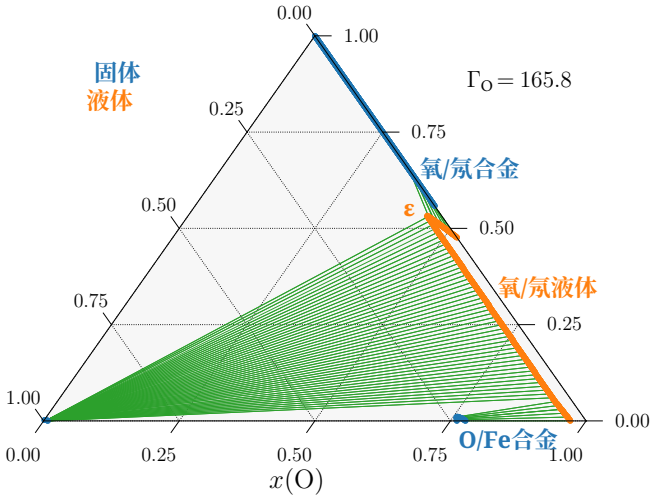


图1. ONeFe相图。液相线（橙色）和固相线（蓝色）通过连线（绿色）连接，显示共存固相和液相的组成。要确定某一特定组成，可从刻度线的斜率投射出恒定 x_i 的线。沿右侧坐标轴可找到含微量铁的O-Ne混合物，而液相线所围成的白色区域表示给定温度下稳定的富氧液体。液相线在（x_O，x_{Ne}，x_{Fe}）=(0.44，0.53，0.03)附近的“拐角”标记为 ε，对应共晶点；在此处，液体与两种固体共存，即纯Fe固体和贫铁的O-Ne固体。

3. 对超大质量白矮星演化的影响

3.1. 贫铁晶体会漂浮吗？

我们已在第2 节中确立，当具有超大质量O-Ne白矮星典型组成的O-Ne-Fe混合物发生冻结时，会形成贫铁固体。由于 ^{56}铁含有额外的中子（$Z = 26$，$A = 56$），贫铁晶体的密度可能低于共存液体，从而使其具有浮力，并触发类似于此前预测的、发生在^{22}碳氧白矮星中的Ne（Isern 等，1991；Segretain（1996）；Blouin 等，2021）的蒸馏过程。固相的密度是否低于液相，取决于初始液体混合物的确切组成，但主要取决于富中子同位素^{56}铁和 ^{22}Ne的丰度。在固相中 X（^{56}铁）$= 0$ 含量较高、而液相中 X（^{56}铁）含量较高时，将有利于蒸馏，因为这会最大化 ^{56}铁丰度在两相之间的梯度。[1] 相比之下，较高的 X（^{22}Ne）往往会抑制蒸馏。当O-Ne混合物冻结时，固相中的Ne丰度会升高（图1，Camisassa等，2019年；Blouin和Daligault，2021年）。这种分离会同等地影响所有Ne同位素：固相中的 ^{22}Ne/^{20}Ne比值仍与液相中的相同。[2] 这意味着固相中的 ^{22}Ne丰度会升高，从而增加其密度。

图2展示了这两种相互竞争的效应，假设典型的 ^{20}氖质量分数为 $X(^{20}\text{氖}) = 0.30$，且 $X(^{16}\text{氧}) = 1 - X(^{20}\text{氖}) - X(^{22}\text{氖}) - X(^{56}\text{铁})$。每条曲线表示液体与固相之间的密度差如何随液体中的 ^{56}铁丰度变化，并展示了不同 ^{22}氖丰度下的情况。若不含任何 ^{22}氖，只需 $X(^{56}\text{铁}) \gtrsim 0.0015$，就足以使固相具有浮力（$\rho^s < \rho^\ell$），并触发蒸馏。[3] 随着

[1]请注意，这里采用的是质量分数，而非前文所示的数量分数。 x [2] 鉴于 O-Ne 超大质量白矮星结晶得很早，其中液相富中子同位素的引力沉降可以忽略不计（Schwab2021）。[3] $0 < X(^{56}\text{铁}) < 0.0015$ 不足以触发蒸馏，因为^{56}固相中的铁含量降低幅度太小，无法抵消固相密度高于液相密度这一影响。

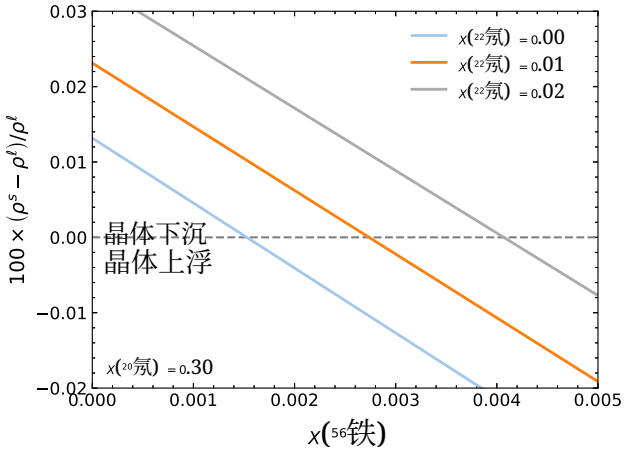


图2. 共存固相与液相之间的质量密度差，随液相中 ^{56}铁质量分数的变化。三条线分别对应图例所示的液相中三种不同的 ^{22}氖丰度。 $X(^{20}\text{氖})$固定为0.30，且$X(^{16}\text{氧}) = 1 - X(^{20}\text{氖}) - X(^{22}\text{氖}) - X(^{56}\text{铁})$。

更高的 ^{22}氖含量，所需的 ^{56}铁也更多，因为固相中 ^{22}氖的富集需要通过更强的 ^{56}铁耗减来抵消。用于生成图2 的液体和固相密度，采用与Medin 和 Cumming (2010相同的多组分离子混合物模型计算，该模型依据 Dubin 1990；Ogata等（1993）；Dewitt 和 Slattery 2003的自由能解析拟合，并加入了简并电子气的贡献。在固定温度$T = 1.7\times10^7$ K和压力 $P = 4\times10^{25}$ ergcm^{-3} 下评估液体和固相的密度；这些数值是超大质量白矮星结晶开始时中心层的典型值。[4]

图3 重新呈现了图2的结果，以展示哪些^{56}铁和 ^{22}氖丰度会导致形成具有浮力的固体（采用与图2相同的 $X(^{20}\text{氖})$和$X(^{16}\text{氧})$假设）。上方的灰色区域表示晶体会漂浮、预计会发生蒸馏的组成；下方的橙色区域中，晶体仍比液体更重。正如我们将看到的，这种二分性意味着结晶中的白矮星会出现两种不同的结果。请注意，不应过于拘泥于图3所示边界的确切位置。尤其是，我们忽略了其他富中子物种（^{23}钠、 ^{25}镁）的影响，这些物种可能会影响固相的密度。

[4] 作为比较，白矮星核心在碳氧核开始结晶时的中心 $T \simeq 4\times10^6$ K和 $P \simeq 2\times10^{23}$ erg cm^{-3}。

3.2. 情景*1*：铁中心核的形成

首先考虑这样一种情景：有足够的 ^{56}铁，在结晶开始时触发蒸馏。忽略其他微量组分的影响，图3表明，这要求 $X(^{56}\text{铁}) \gtrsim 0.0015 + 0.14X(^{22}\text{氖})$。对于通过单星演化形成的氧氖白矮星而言，这种情景似乎不太可能，因为在这种情况下，我们预计 $X(^{56}\text{铁}) \simeq 0.1X(^{22}\text{氖})$ ($X(^{22}\text{氖}) \simeq Z$ 和 $X(^{56}\text{铁}) \simeq 0.1Z$，其中 Z 是前身星金属丰度。换言之，要达到较高的 ^{56}铁丰度，就需要较高的初始金属丰度，但这也会提高 ^{22}氖丰度，从而阻止浮力晶体的形成。不过，对于由两颗碳氧白矮星并合形成的白矮星，这种情景仍然是合理的。在这种情况下，^{22}氖丰度可以忽略不计（Schwab 2021给出$X(^{22}\text{氖}) = 0.0022$），因此 $X(^{56}\text{铁}) \gtrsim 0.0018$ 就足以触发蒸馏。考虑到这些天体中预测的 ^{25}镁丰度相对较高（Schwab 2021给出 $X(^{25}\text{镁}) = 0.015$），触发蒸馏所需的 ^{56}铁丰度阈值甚至可能更低。Blouin与Daligault（2021）表明，在氧氖镁等离子体中，结晶期间镁会从固相中析出。当 ^{25}镁质量分数可以忽略，且大部分镁以 ^{24}镁的形式存在时（单星演化通道形成的白矮星正是如此），镁的析出不会对晶体的浮力产生重要影响；但如果存在大量 ^{25}镁，它就会使晶体变轻。因此，对于通过并合形成的氧氖白矮星，我们预计晶体中的镁析出会与 ^{56}铁分离共同作用，使晶体在低于图3所示阈值的 ^{56}铁丰度下便具有浮力。请注意，钠分离不会产生类似影响（Blouin与Daligault 2021，图6）。

假设在中心层开始结晶时形成的晶体具有浮力，那么分异会如何改变恒星的成分剖面？与 ^{22}氖蒸馏的情况一样，恒星中心的^{56}铁丰度会逐渐增加。具有浮力的 ^{56}贫铁晶体向上浮起，并将 ^{56}富铁液体挤向中心。这种中心 ^{56}铁丰度的增加必然会使液体混合物达到临界（共晶）组成，此时液相线出现明显的折点（图 ε 1中的点）。达到这一点后，会形成铁高度富集的^{56}晶体，并逐渐形成富铁中心核。请注意，蒸馏会在结晶前沿正上方继续进行：这正是外层中的 ^{56}铁被输送到中心区域的方式。这与碳氧白矮 ^{22}星中的氖蒸馏略有不同，

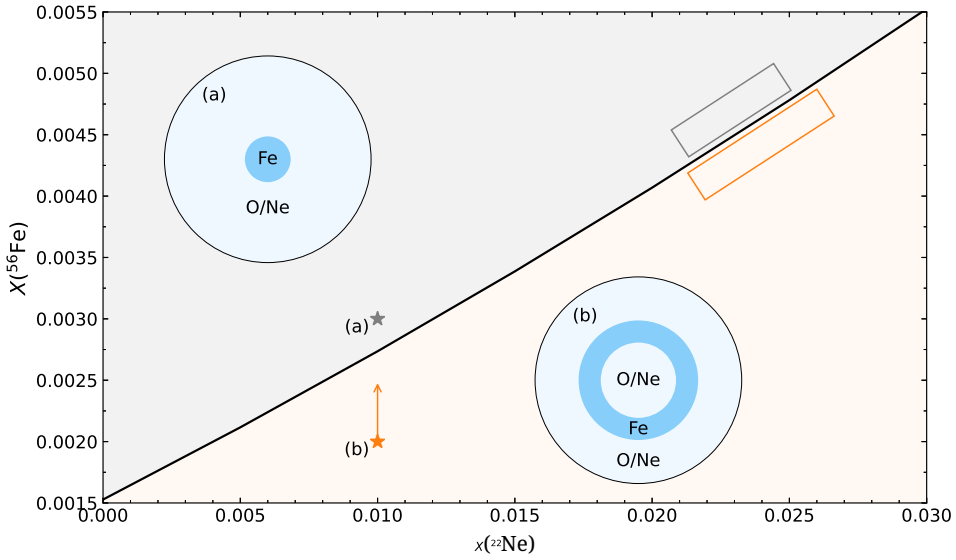


图3。 黑线表示固相具有中性浮力时的组成（$\rho^s = \rho^\ell$）。在此边界上方的灰色区域中， ^{56}固相中的铁亏损使晶体比液体更轻，从而导致蒸馏。在下方的橙色区域中，两相之间 ^{56}铁丰度的变化太小，不足以使晶体具有浮力。与图2一样， X（^{20}Ne）固定为 0.30， X（^{16}O）$= 1 - X$（^{20}Ne）$- X$（^{22}Ne）$- X$（^{56}Fe）。图中展示了两种情景。在情景（a）中，富铁白矮星通过蒸馏形成铁中心核。在情景（b）中，白矮星最初形成一个固态贫铁核。随着这一中心固态核心的形成，液体中的 ^{56}铁丰度升高（橙色箭头）。这种富集最终使蒸馏得以发生，从而形成铁壳层。

在碳氧白矮星中，达到共沸点后，给定层的蒸馏便会停止，混合物以恒定组成冻结。而在这里，固相和液相的组成始终不相同。

在评估这一过程对白矮星冷却的影响之前，我们需要确定恒星总铁含量中有多少比例将被输送到中心。 ^{56}随着上一段所述过程的展开， ^{56}蒸馏区域上方液体中的铁丰度将降低，最终达到形成中性浮力晶体的临界点（图3中的黑线）。蒸馏会在那里停止吗？如果形成了中性浮力的贫铁晶体，那么液体中的铁丰度将立即升高，其组成也应再次达到能够形成具有浮力晶体的状态。因此，形成中性浮力晶体（或下沉晶体）似乎是一种不稳定状态：组成可能总会回到蒸馏状态。基于这一点，我们推测，蒸馏过程不会停止，直到恒星中的全部铁含量都被蒸馏并输送到中心层。注意，同样的论证也适用于 ^{22}碳氧白矮星中的氖蒸馏。

为了计算铁中心核形成所释放的能量，我们使用 STELUM（B´edard 等， 2022 年 及其中所引用的文献）计算静态白矮星结构。我们计算了两种结构：一种是

表1。 铁中心核形成过程中释放的能量。

$M/M_\odot$	X（^{56}铁）	$L/L_\odot{}^a$	ΔB（10^{47} 尔格）	$\Delta\tau$（十亿年）
1.05	0.002	-2.2	0.8	0.10
1.05	0.004	-2.2	1.5	0.20
1.25	0.002	-1.5	1.8	0.05
1.25	0.004	-1.5	3.5	0.10

^{a} 结晶开始时的光度

假设铁在核心中均匀分布，另一种则假设所有铁都集中在中心。这两种状态之间的束缚能差，

$$\Delta B = -\left(\Delta\Omega + \Delta U\right), \tag{1}$$

其中 $\Delta\Omega$ 是引力能的变化量，而ΔU 内能的变化量，对应于蒸馏 ^{56}铁过程中释放的能量。表 1给出了 ΔB 两种不同恒星质量以及两种不同 ^{56}铁丰度下的数值。释放的能量比超大质量碳氧白矮星中富氖中心核形成所释放的能量小一个数量级（Blouin 等， 2021），这仅仅反映出铁的含量大约比 ^{56}氖少 ^{22}。

我们可以通过用 $\Delta\tau$ 除以光度，估算 ^{56} 铁运输导致的冷却延迟 ΔB

L 结晶开始时的光度。实际上，加热会在一定的光度范围内发生（这并非瞬时过程），但蒸馏进行得足够快，因此假设 L 保持恒定是合理的近似（但会略微低估实际的冷却延迟）。由此得到的冷却延迟列于表 1。原则上，相比 ^{56}C-O核中的铁沉淀（Ca-plan 等，2021），预期这里的冷却延迟会更长，因为所有的 ^{56}铁都会被输运至中心，而这与 ^{56}C-O中的铁沉淀不同。然而，我们发现冷却延迟相当（有关Salaris等，2022对 ^{56}C-O白矮星中铁沉淀所致冷却延迟的估算）。这是因为更大的能量释放被更高的光度抵消了。O-Ne核的结晶在白矮星冷却轨迹上开始得比C-O核更早，这直接源于O-Ne混合物具有更高的离子电荷。因此，即使假设 $\simeq 0.2$铁丰度非常高（ ^{56}（$X(^{56}$铁） $= 0.004$ 表 1 中的数值对应于前身星金属丰度 $Z \simeq 0.04$）。

虽然表 1 中的冷却延迟为 0.05–0.20 十亿年，相较于白矮星数十亿年的演化过程并不算长，但与铁相分离发生时白矮星的年龄相比，却相当可观。尽管 Camisassa 等人(2019) 未报告我们在此考虑的确切质量，但他们的图5展示了质量介于 1.10 $M_\odot$ 和 1.29 $M_\odot$之间的一系列白矮星的光度随冷却时间的变化情况。据此可以估计，在 1.05 $M_\odot$ 的情况下，铁相分离会在冷却年龄为 0.4 十亿年时开始；而在 1.25 $M_\odot$ 的情况下，则会在 0.2 十亿年时开始。这表明，冷却延迟可能与铁相分离发生时白矮星的年龄相当。对于目前正经历铁相分离的大质量白矮星，也可以预期它们的前身星形成时间晚于太阳，因此其金属丰度和铁丰度可能倾向于超太阳水平。

3.3. 情景*2*：铁壳层的形成

如上一节所述，对于大多数氧氖白矮星而言，图 3 所示中性浮力边界以下的中心核成分是预期情形。在这种情况下，贫铁晶体仍会形成，但它们不会上浮，因此不会发生蒸馏。随着结晶前沿向外推进，且铁从每个新形成的固态层中被排出， X（^{56}铁）在液体中的含量会增加（图 3中的橙色箭头）。最终，铁丰度不可避免地会达到中性浮力线，蒸馏也将随之发生。随后，在贫铁固体中心核周围形成富铁壳层。与前一种情景类似，剩余液体层中的全部铁含量都会被输送到这一铁壳层中。该过程将释放形成铁中心核所产生能量的一部分。

一阶近似下，当固态贫铁核的质量达到

$$M_{\rm solid} = M_\star \left(1 - \frac{X_0(^{56}{\rm Fe})}{X_{\rm c}(^{56}{\rm Fe})}\right), \qquad (2)$$

其中 $X_0(^{56}$Fe) 为初始铁质量分数（假设在整个核内保持恒定），而 $X_{\rm c}(^{56}$Fe) 为触发蒸馏所需的最低铁丰度。请注意，该估算未考虑两种可能重要的影响。首先，随着固态贫铁核形成，液体中的氖丰度会发生变化，从而改变$X_{\rm c}(^{56}$Fe) 的值。其次，方程2 假设每一新层结晶时加入液体中的 ^{56}Fe 会在核的液态部分均匀混合。要使这一假设成立，随着固态核生长一定程度，结晶前沿正上方液层的密度必须低于下一层液体的密度。随后，这种密度反转会触发瑞利–泰勒不稳定性引发混合，从而形成均匀的液态核成分（Isern等，1997年；Camisassa等，2019年）。这种密度反转是通过降低结晶前沿正上方液层中的氖丰度实现的。然而，液相中 ^{56}Fe 的富集会与这一机制相抗衡。因此，如果 ^{56}Fe 分异足够强（这要求铁丰度较高），对流混合可能会在达到中性浮力阈值之前停止。在这种情况下，结晶前沿正上方液体中的 $X(^{56}$Fe) 会迅速升高，蒸馏将比方程 2预测的更早开始。

4. 结论

尽管白矮星中的氧-氖-铁混合物十分复杂，我们发现有两种大致的结局：第一种是由于最初形成的 O-Ne 固体具有浮力，铁会蒸馏并形成内核；第二种是形成氧-氖内核，而铁则在液体中不断积累，直到铁开始蒸馏并形成铁壳层。

铁壳层在流体力学上是否稳定，仍是一个悬而未决的问题。铁壳层与 O-Ne核界面处的压力连续性意味着存在密度反转，可能会发生瑞利-泰勒不稳定性。当 Y_e 下，状态方程会变软，因此界面

铁侧的密度（$Y_e^{\rm Fe} = 0.464$）高于 O-Ne核中的密度（$Y_e^{\rm O-Ne} \approx 0.50$），从而产生量级为 $\Delta\rho/\rho \approx 0.077$ 的密度不连续。这种密度反转意味着，相对于铁壳层，O-Ne晶体具有浮力；当铁壳层达到某个临界尺寸时，可能会触发翻转。简并等离子体中固-固界面处的瑞利-泰勒不稳定性是一个复杂问题，但已有研究对此进行过探讨。在一个针对中子星壳层的简化模型中，Blaes 等人(1990)计算得出，相对论性简并电子在离子体心立方晶格中所能支持的最大密度不连续约为 $\Delta\rho/\rho \approx 0.078\,(Z/26)^{(2/3)}$，这表明翻转是可能发生的。

未来还需要进一步研究这一翻转过程。一种可能是，必须先形成宏观壳层，浮力不稳定性才能克服晶体的机械强度；此时，内核会迅速发生灾难性的翻转。另一种可能是，先形成微小的铁晶粒，并生长到某个临界介观尺度，随后开始穿过 O-Ne 晶体向恒星中心迁移。这些可能性促使我们对含混合物的库仑晶体开展详细研究，尤其要研究 O-Ne-Fe混合物中的扩散系数，因为它们对黏弹性蠕变至关重要。无论是哪种情况，将铁壳层的全部质量输运到恒星中心，都会产生与直接形成情景相似的热释放。根据触发翻转所需的临界密度不连续程度，这一过程也可能与碳氧白矮星中形成的富 ^{22}Ne 固态壳层有关。

鉴于这些分离过程具有稳健性，我们建议在许多其他模型中纳入分离过程。星震学家在模拟 g模振荡时，除了 ^{22}Ne 之外，还应考虑铁分离以及铁内核（或壳层）的存在。超新星模拟也应检验铁核心和壳层的影响，以确定它们对爆炸的影响，尤其是富中子核素（如 ^{55}Mn 和 ^{58}Ni）的核合成产额。根据并合的延迟时间，可能会形成铁内核，从而影响爆轰；这一过程可通过白矮星并合的流体动力学模拟加以研究。与所有分离过程一样，扩散系数会影响沉降速率，但通过分子动力学模拟即可轻松确定。尽管 Caplan 等人 (2022) 提出了混合物中扩散的一般定律，但对于电荷比高达碳-氧-铁和氧-氖-铁的情形，尚未对该定律进行检验，未来应对此展开研究。

我们感谢 Mar´ıa Camisassa 富有帮助的讨论。本研究部分得到了美国国家科学基金会 OISE-1927130 号资助（IReNA）的支持。SB 是 Banting 博士后研究员和 CITA 国家研究员，获加拿大自然科学与工程研究理事会（NSERC）支持。M.C. 和 S.B. 感谢 KITP 的热情接待，M.C. 还感谢其作为 KITP 学者所获的支持。本研究部分得到了美国国家科学基金会 NSF PHY-1748958 号资助的支持。本研究还受益于美国国家科学基金会 PHY-1430152 号资助（JINA 元素演化中心）的支持。

参考文献

Bauer, E. B., Schwab, J.,Bildsten, L., & Cheng, S. 2020, 《天体物理学杂志》，902，93，doi: 10.3847/1538-4357/abb5a5B´edard, A., Brassard, P., Bergeron, P., & Blouin, S. 2022, 《天体物理学杂志》，927，128，doi：10.3847/1538-4357/ac4497Bildsten, L., & Hall, D. M.2001, 《天体物理学杂志》，549，L219 Blaes, O., Blandford, R., Madau, P., & Koonin, S. 1990, 《天体物理学杂志》，363，612，doi：10.1086/169371Blouin, S., & Daligault, J. 2021, 《天体物理学杂志》，919，87，doi: 10.3847/1538-4357/ac1513Blouin, S., Daligault, J., & Saumon, D. 2021, 《天体物理学杂志通讯》，911，L5，doi：10.3847/2041-8213/abf14bCaiazzo, I., Burdge, K. B., Fuller, J., 等 2021, 《自然》，595，39，doi: 10.1038/s41586-021-03615-yCamisassa, M. E., Althaus, L. G., Torres, S., 等 2021, 《天文学与天体物理学》，649，L7，doi：10.1051/0004-6361/202140720

Camisassa, M. E., Althaus, L. G., C´orsico, A. H., 等, 2019, 《天文学与天体物理学》，625，A87，doi: 10.1051/0004-6361/201833822Caplan, M. 2020, 《皇家天文学会月刊》，497，4357 Caplan, M., Bauer, E. B., & Freeman, I. 2022, 《皇家天文学会月刊：快报》，513，L52 Caplan, M. E., Cumming,A., Berry,D. K., Horowitz,C. J., & Mckinven, R. 2018, 《天体物理学杂志》，860，148，doi：10.3847/1538-4357/aac2d2Caplan, M. E., Freeman, I. F., Horowitz, C. J., Cumming, A., & Bellinger, E. P. 2021，ApJL，919，L12，doi: 10.3847/2041-8213/ac1f99Caplan, M. E., Horowitz, C. J., & Cumming, A. 2020, 《天体物理学杂志》，902，L44，doi：10.3847/2041-8213/abbda0

Cheng,S., Cummings, J. D., & M´enard, B. 2019, 《天体物理学杂志》, 886, 100 Chidester, M. T., Timmes, F. X., Schwab, J., 等, 2021, 《天体物理学杂志》, 910, 24, doi: 10.3847/1538-4357/abdec4Dewitt, H., & Slattery, W. 2003, 《等离子体物理学进展》, 43, 279, doi: 10.1002/ctpp.200310027Dubin, D. H. E. 1990, 《物理评论A》, 42, 4972, doi: 10.1103/PhysRevA.42.4972Gentile Fusillo, N.P., Tremblay, P.-E., G¨ansicke, B. T., 等, 2019, 《皇家天文学会月报》, 482, 4570, doi: 10.1093/mnras/sty3016Gentile Fusillo, N.P., Tremblay, P. E., Cukanovaite, E., 等, 2021, 《皇家天文学会月报》, 508, 3877, doi: 10.1093/mnras/stab2672Isern, J., Hernanz, M.,Mochkovitch, R., & Garcia-Berro, E. 1991, 《天文学与天体物理学》, 241, L29

Isern, J., Mochkovitch, R., Garc´ıa-Berro, E., &Hernanz, M. 1997, 《天体物理学杂志》, 485, 308, doi:10.1086/304425Medin, Z., & Cumming, A. 2010, 《物理评论E》, 81, 036107, doi: 10.1103/PhysRevE.81.036107Ogata, S., Iyetomi, H., Ichimaru, S., & van Horn, H. M. 1993, 《物理评论E》, 48, 1344, doi: 10.1103/PhysRevE.48.1344Salaris, M., Cassisi, S., Pietrinferni, A.,& Hidalgo, S. 2022, 《皇家天文学会月报》,509, 5197, doi: 10.1093/mnras/stab3359Schwab, J. 2021, 《天体物理学杂志》,916, 119, doi: 10.3847/1538-4357/ac0336Segretain, L. 1996, 《天文学与天体物理学》, 310, 485.https://arxiv.org/abs/astro-ph/9510118Seitenzahl, I. R., Cescutti, G., R¨opke, F.K., Ruiter, A. J., & Pakmor, R. 2013, 《天文学与天体物理学》, 559, L5 Tremblay, P.-E., Fontaine, G., Gentile Fusillo, N. P., etal. 2019, 《自然》, 565,202, doi: 10.1038/s41586-018-0791-xYamaguchi, H., Badenes, C., Foster, A.R., et al. 2015,ApJL,801, L31, doi: 10.1088/2041-8205/801/2/L31