

**Uniwersytet Jagielloński w Krakowie**  
Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej  
Obserwatorium Astronomiczne

**Agnieszka Mirocha**  
Nr albumu: 1013693

WYSTĘPOWANIE I WŁASNOŚCI PROMIENIOWANIA  
ULTRAFIOLETOWEGO W OBSZARACH POWSTAWANIA  
GWIAZD W DRODZE MLECZNEJ

Rozprawa doktorska na kierunku **Astronomia**

Praca wykonana pod kierunkiem  
prof. dr hab. Agnieszki Pollo  
Promotor pomocniczy: dr Agata Karska

Kraków 2024

Serdecznie dziękuję  
prof. dr hab. Agnieszce Pollo  
oraz dr Agacie Karskiej  
za nieocenioną pomoc  
i bezbrzeżne pokłady cierpliwości

# Spis treści

|                                                                           |           |
|---------------------------------------------------------------------------|-----------|
| Wykaz skrótów                                                             | 4         |
| Streszczenie                                                              | 6         |
| Abstract                                                                  | 8         |
| <b>1 Wstęp teoretyczny</b>                                                | <b>10</b> |
| 1.1 Klasyfikacja protogwiazd                                              | 11        |
| 1.2 Fizyczne komponenty układów protogwiazdowych                          | 15        |
| 1.3 Astrofizyka molekularna                                               | 18        |
| 1.4 Promieniowanie ultrafioletowe wokół protogwiazd                       | 21        |
| 1.4.1 Obszary fotodysocjacyjne                                            | 22        |
| 1.4.2 Fale uderzeniowe oświetlane promieniowaniem UV                      | 23        |
| 1.4.3 Znaczenie promieniowania UV w procesach powstawania gwiazd          | 27        |
| 1.5 Motywacja i cele naukowe pracy doktorskiej                            | 29        |
| <b>2 Obserwacje</b>                                                       | <b>31</b> |
| 2.1 IRAM (fr. <i>Institut de Radioastronomie Millimétrique</i> )          | 31        |
| 2.2 APEX (ang. <i>Atacama Pathfinder Experiment</i> )                     | 33        |
| 2.3 SOFIA (ang. <i>Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy</i> ) | 34        |
| 2.4 Kosmiczne Obserwatorium Herschela                                     | 36        |
| <b>3 Metodologia</b>                                                      | <b>38</b> |
| 3.1 Kod przepływu promieniowania RADEX                                    | 38        |
| 3.2 Astrochemiczny kod Nahoon                                             | 40        |
| <b>4 Promieniowanie UV wokół małowasywnych protogwiazd</b>                | <b>43</b> |
| 4.1 Małowasywne protogwiazdy w gwiazdozbiorze Węża                        | 44        |
| 4.2 Metoda badawcza                                                       | 50        |
| 4.3 Wyniki                                                                | 51        |
| 4.3.1 Profile linii                                                       | 51        |
| 4.3.2 Rozkład przestrzenny emisji molekularnej                            | 51        |
| 4.3.3 Emisja w skrzydłach profili linii                                   | 55        |
| 4.3.4 Głębokości optyczne                                                 | 56        |
| 4.3.5 Stosunki linii                                                      | 60        |
| 4.4 Analiza wyników                                                       | 62        |
| 4.4.1 Gęstości kolumnowe                                                  | 62        |
| 4.4.2 Model astrochemiczny                                                | 76        |
| 4.5 Dyskusja wyników                                                      | 88        |

|          |                                                                                                           |            |
|----------|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 4.5.1    | Rozkład przestrzenny CN i HCN w regionie formującym małowasywną protogwiazdę . . . . .                    | 88         |
| 4.5.2    | Reakcje chemiczne wpływające na stosunek CN/HCN . . . . .                                                 | 91         |
| 4.5.3    | Natężenie promieniowania ultrafioletowego w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża . . . . . | 94         |
| 4.6      | Wnioski . . . . .                                                                                         | 97         |
| <b>5</b> | <b>Warunki jonizacji pierwiastków i wzbudzania molekuł w otoczeniu masywnej protogwiazdy DR21</b>         | <b>99</b>  |
| 5.1      | Masywna protogwiazda DR21 . . . . .                                                                       | 99         |
| 5.2      | Wyniki . . . . .                                                                                          | 101        |
| 5.2.1    | Widma atomowe i molekularne . . . . .                                                                     | 101        |
| 5.2.2    | Stosunki intensywności linii . . . . .                                                                    | 102        |
| 5.2.3    | Rozkład przestrzenny emisji linii w dalekiej podczerwieni . . . . .                                       | 104        |
| 5.3      | Analiza wyników . . . . .                                                                                 | 112        |
| 5.3.1    | Moc promieniowania linii w dalekiej podczerwieni . . . . .                                                | 112        |
| 5.3.2    | Parametry wzbudzenia gazu . . . . .                                                                       | 113        |
| 5.4      | Dyskusja wyników . . . . .                                                                                | 119        |
| 5.4.1    | Wzbudzanie gazu . . . . .                                                                                 | 119        |
| 5.4.2    | Atomowe i molekularne linie chłodzenia gazu . . . . .                                                     | 119        |
| 5.4.3    | Promieniowanie UV w regionie DR21 . . . . .                                                               | 122        |
| 5.4.4    | Właściwości komponentów regionu gwiazdotwórczego DR21 . . . . .                                           | 127        |
| 5.5      | Wnioski . . . . .                                                                                         | 129        |
| <b>6</b> | <b>Podsumowanie</b>                                                                                       | <b>131</b> |
|          | <b>Spis rysunków</b>                                                                                      | <b>135</b> |
|          | <b>Spis tabel</b>                                                                                         | <b>136</b> |
|          | <b>Literatura</b>                                                                                         | <b>137</b> |
| <b>A</b> | <b>Modele RADEX</b>                                                                                       | <b>148</b> |
| <b>B</b> | <b>Korelacje stosunku linii molekularnych</b>                                                             | <b>157</b> |
| <b>C</b> | <b>Wzajemny rozkład przestrzenny emisji w dalekiej podczerwieni w regionie gwiazdotwórczym DR21</b>       | <b>161</b> |
| <b>D</b> | <b>Dodatkowe modele PDR w regionie gwiazdotwórczym DR21</b>                                               | <b>163</b> |

# Wykaz skrótów

APEX – ang. *Atacama Pathfinder Experiment*  
BICE – ang. *Balloon-borne Infrared Carbone Explorer*  
CGI – ang. *Common Gateway Interface*  
CMB – Mikrofalowe Promieniowanie Tła (ang. *Cosmic Microwave Background*)  
CNM – Zimny neutralny ośrodek międzygwiazdowy (ang. *cold neural medium*)  
COM – Złożona molekula organiczna (ang. *Complex Organic Molecule*)  
DDT – Czas Przyznawany przez Dyрекcję Obserwatorium (ang. *Directors Discretionary Time*)  
DIGIT – ang. *Dust, Ice, and Gas in Time*  
DLR – Niemieckie Centrum Lotnictwa i Kosmonautyki (niem. *Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.*)  
EMIR – ang. *Eight MIxer Receiver*  
ESA – Europejska Agencja Kosmiczna (ang. *European Space Agency*)  
FFTS – ang. *Fast Fourier Transform Spectrometer*  
FIFI-LS – ang. *Field Imaging Far-Infrared Line Spectrometer*  
FUV – Dalekie promieniowanie ultrafioletowe (ang. *far ultraviolet*)  
GTO – Czas Gwarantowany (ang. *Guaranteed Time Observations*)  
GUSTO – ang. *Galactic / Extragalactic ULDB Spectroscopic Terahertz Observatory*  
HIFI – ang. *Heterodyne Instrument for the Far-Infrared*  
HM – Masywny (ang. *High-Mass*)  
HMPO – Masywny obiekt protogwiazdowy (ang. *High-mass protostellar object*)  
HMSC – Masywne jądro przedgwiazdowe (ang. *High-Mass Starless Core*)  
IRAC – ang. *Infrared Array Camera*  
IRAM – fr. *Institut de Radioastronomie Millimétrique*  
IRAS – ang. *Infrared Astronomical Satellite*  
ISM – Ośrodek międzygwiazdowy (ang. *interstellar medium*)  
ISRF – Pole Promieniowania Ośrodka Międzygwiazdowego (ang. *interstellar radiation field*)  
j.a. – jednostka astronomiczna  
JPL – ang. *Jet Propulsion Laboratory*  
KAO – ang. *Gerard P. Kuiper Airborne Observatory*  
KIDA – ang. *KInetic Database for Astrochemistry*  
LAMDA – ang. *Leiden Atomic and Molecular Database*  
LM – Małomasywny (ang. *Low-Mass*)  
LSR – Lokalny Układ Odniesienia (ang. *Local Standard of Rest*)  
LTE – Lokalna Równowaga Termodynamiczna (ang. *Local Thermodynamic Equilibrium*)  
NASA – ang. *National Aeronautics and Space Administration*  
OTF – ang. *On-The-Fly*  
PACS – ang. *Photodetector Array Camera and Spectrometer*  
PAH – Wielopierścieniowy węglowodór aromatyczny (ang. *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*)

PDR – Obszar fotodysocjacyjny (ang. *Photodissociation Region*), Region zdominowany przez fotony (ang. *Photon Dominated Regions*)  
 RMS – Średnia kwadratowa (ang. *Root Mean Square*)  
 SDP - Naukowa Faza Demonstracyjna (ang. *Science Demonstration Phase*)  
 SED - Rozkład energii widmowej (ang. *Spectral Energy Distribution*)  
 SLW – Długie fale spektrografu (ang. *Spectrograph Long Wavelengths*)  
 S/N – Stosunek sygnału do szumu (ang. *Signal/Noise*)  
 SOFIA - ang. *Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy*  
 SPIRE – ang. *Spectral and Photometric Imaging Receiver*  
 SSW – Krótkie fale spektrografu (ang. *Spectrograph Short Wavelengths*)  
 UDFA - ang. *Umist Database For Astrochemistry*  
 VESPA – ang. *Versatile SPectrometer Array*  
 WISH - ang. *Water In Star-forming regions with Herschel*  
 YSO - Młody obiekt gwiazdowy (ang. *Young Stellar Object*)  
 ZAMS – Ciąg główny wieku zerowego (ang. *Zero Age Main Sequence*)

# Streszczenie

Najnowsze odkrycia planet pozasłonecznych sprawiają, że istotne staje się zrozumienie procesów powstawania gwiazd i ich układów planetarnych. Badania dotyczące procesów chemicznych i fizycznych na najwcześniejszych etapach ewolucji gwiazd są niezbędne do zrozumienia warunków początkowych formowania się planet. Przykładowo, wpływy molekularne towarzyszące procesowi akrecji materii na protogwiazdę usuwają część materii i powodują kompresję gazu, wpływając na zmianę jego składu chemicznego. Dodatkowo, promieniowanie ultrafioletowe powoduje dysocjację niektórych molekuł i zwiększenie temperatury gazu. Procesy te mogą mieć istotne znaczenie zarówno w obszarach formowania gwiazd typu słonecznego jak i gwiazd masywnych, wpływając na efektywność powstawania gwiazd i planet.

Molekuły występujące w obszarach formowania gwiazd mogą zostać wykorzystane do wyznaczania promieniowania UV nawet w obłokach o wysokiej gęstości, które absorbują promieniowanie w zakresie widzialnym. W tej pracy wykorzystano obserwacje przejść atomowych i molekularnych w zakresie dalekiej podczerwieni i submilimetrowym, które zostały uzyskane z teleskopów IRAM i SOFIA w celu scharakteryzowania wpływów i promieniowania UV wokół protogwiazd. Obserwacje te pozwoliły na zbadanie rozkładu emisji w różnych molekułach w dwóch obszarach: obłoku w Wężu, gdzie powstają gwiazdy małomasywne i obłoku w Łabędziu, gdzie tworzą się masywne gwiazdy. Za pomocą kodu transportu promienistego RADEX uzyskano modele emisji HCN i CN, co pozwoliło na określenie warunków fizycznych i obfitości molekuł w tym obszarze. Te informacje zapewniły parametry wejściowe do modelu astrochemicznego Nahoon w celu scharakteryzowania promieniowania ultrafioletowego. W regionie gwiazdotwórczym DR21 za pomocą linii [O I], [C II] i [O III] oraz przejść CO określono własności wpływu molekularnego oraz najbliższej okolicy protogwiazdy, a wyniki porównano do modeli obszaru fotodysocjacyjnego (PDR) i fal uderzeniowych. W ten sposób uzyskano informacje na temat właściwości promieniowania ultrafioletowego wokół badanych obiektów protogwiazdowych.

Praca składa się z rozdziału wstępnego, wprowadzającego w tematykę procesów gwiazdotwórczych, rozdziału dotyczącego metodologii badań oraz dwóch rozdziałów zawierających wyniki prac nad małomasywnymi protogwiazdami w konstelacji Węża oraz otoczeniem masywnej protogwiazdy DR21. Rezultaty pierwszego z tych badań zostały opublikowane w pracy Mirocha et al. (2021). Wyniki opisane w rozdziale 5 są częściowo przedstawione w pracy Karska et al. (w przygotowaniu). Oba projekty badawcze mają na celu określenie występowania oraz właściwości promieniowania ultrafioletowego w otoczeniu protogwiazd.

W pracy Mirocha et al. (2021) po raz pierwszy wykorzystano stosunek molekuł CN/HCN do wyznaczania natężenia promieniowania ultrafioletowego w otoczeniu małomasywnych protogwiazd. Metoda ta została poparta staranną analizą sieci reakcji powstawania i rozpadu obu molekuł, co pozwala na lepsze zrozumienie warunków kształtujących stosunek CN/HCN w zależności od natężenia promieniowania ultrafioletowego. Mapa emisji w molekułach CN i HCN pokazuje obszary oświetlone promieniowaniem UV po raz pierwszy w dużych skalach przestrzennych w regionie gwiazdotwórczym w gwiazdozbiorze Węża. Podobnie mapa natężenia promieniowania ultrafioletowego w okolicy masywnego

źródła DR21 przygotowana na podstawie modelu PDR jest oryginalnym przedstawieniem rozkładu tego promieniowania w badanym obiekcie. Zobrazowanie rozkładu promieniowania ultrafioletowego pozwoliło lepiej zrozumieć wpływ promieniowania UV na procesy fizykochemiczne zachodzące w obszarach gwiazdotwórczych. Wyniki te są istotne dla tworzenia bardziej precyzyjnych modeli uwzględniających promieniowanie ultrafioletowe oraz przyczyniają się do poszerzenia wiedzy na temat mechanizmów towarzyszących rozwojowi gwiazd na najwcześniejszym etapie ewolucji.

# Abstract

New discoveries of extrasolar planets trigger questions about star and planet formation processes. Detailed studies of the physical and chemical processes at the earliest stages of stellar evolution are necessary in order to understand the initial conditions for planet-formation. For example, molecular outflows are commonly detected in the neighbourhood of protostars, transporting matter and occurring gas compression. They strongly affect chemical composition and physical processes in star formation. Moreover, ultraviolet radiation photodissociate some molecules and increase the gas temperature. These processes can be important both in solar type star-formation and massive star-formation regions, influencing the star and planet formation efficiency.

Molecules can be used to trace UV radiation even in the highest-density clouds which are obscure to optical light. Here, IRAM 30 m and SOFIA spectroscopy of atomic and molecular transitions in far-infrared and submillimetre range are used to characterise influence of UV radiation around protostars. Observations of selected species allow to study the spatial distribution of UV radiation toward the Serpens Main low-mass star-forming region and the DR21 high-mass protostar and its outflow. HCN and CN emission models are obtained using the radiative transfer code RADEX in order to determine the gas physical conditions and molecular abundances. This information provided input parameters to use in an astrochemical model obtained with the Nahoon code in order to characterise the strength of the UV radiation. In DR21 high-mass star-forming region the properties of the outflow and the closest neighbourhood of protostars are quantified using [O I], [C II], [O III] and CO transitions. The results are compared to the PDR (Photodissociation Region) and shock models. This way, new information about properties of ultraviolet radiation around young stars at the earliest stages of their evolution is gained.

This work consists of an introductory chapter presenting the main topic, chapters defining research methodology and two chapters containing results of research on low-mass protostars in the Serpens Main and the neighbourhood of the massive protostar DR21. The results of the first of these studies are published in the Mirocha et al. (2021). The results described in Chapter 5 are partially presented in Karska et al. (in preparation). Both research projects aim to determine the distribution and properties of ultraviolet radiation in the environment of protostars.

In Mirocha et al. (2021) the ratio of CN/HCN molecules was used to determine the intensity of ultraviolet radiation in the vicinity of low-mass protostars for the first time. This method was supported by a detailed analysis of the reaction network of the formation and destruction of both molecules. This way a better understanding of the conditions shaping the CN/HCN ratio depending on the intensity of ultraviolet radiation is gained. The emission map in CN and HCN molecules shows regions illuminated by UV radiation at large spatial scales in a star-forming region in the constellation Serpens for the first time. Similarly, the map of ultraviolet radiation intensity in the vicinity of the massive DR21 source prepared using a PDR model is an unique representation of the distribution of UV radiation in the studied object. Imaging the distribution of ultraviolet radiation has allowed for a better understanding of the impact of UV radiation on the physicochemical processes occurring in star-forming regions. These

results are important for creating more precise models containing ultraviolet radiation and contribute to expanding knowledge about the mechanisms accompanying the development of stars at the earliest stages of their evolution.

# 1 Wstęp teoretyczny

“Hier ist wahrhaftig ein Loch im Himmel!”

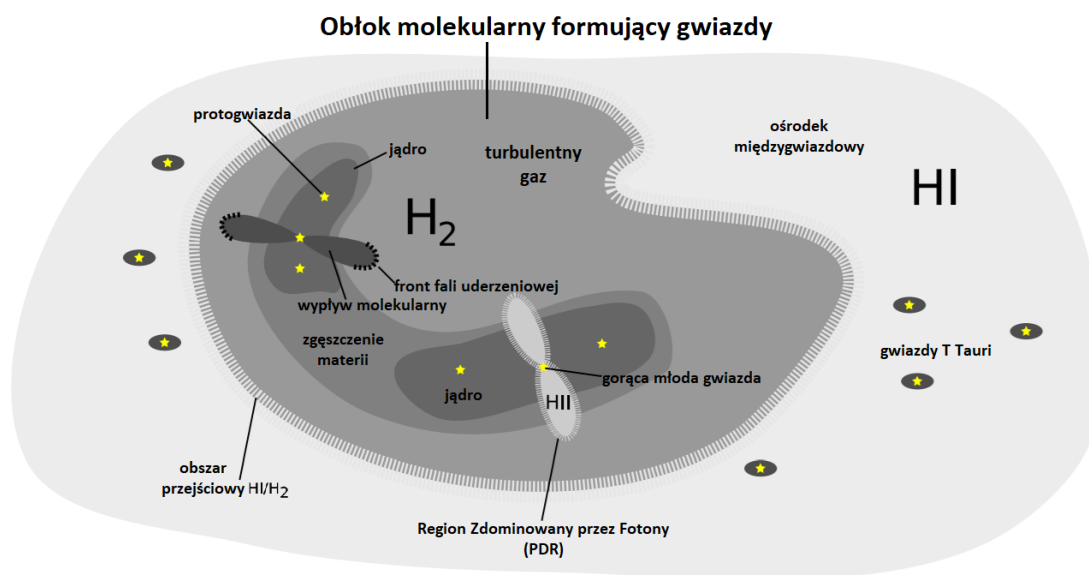
(“Tu doprawdy jest dziura w niebiosach!”)

William Herschel, 1784

Od zarania dziejów ludzie spoglądali w gwiazdy, zastanawiając się, czym są i jak powstały. Stworzono na ten temat wiele teorii i mitów. Niemalże każda kultura miała swój pogląd na to, jak powstała Ziemia wraz z otaczającymi ją gwiazdami. Wraz z rozwojem nowożytnej astronomii zwiększyły się możliwości obserwacyjne, co pozwoliło na badanie innych obiektów astronomicznych niż gwiazdy i ciała Układu Słonecznego. William Herschel jako jeden z pierwszych zaobserwował i skatalogował obiekty mgławicowe oraz obłoki molekularne, które jawiły się ówczesnym astronomom jako „dziury w niebiosach” (Herschel 1785). Nie miną dwie setki lat nim Bart J. Bok powiąże obłoki molekularne z procesem powstawania gwiazd (Bok 1948).

Dzisiaj wiemy już o wiele więcej na temat ośrodka międzygwiazdowego (ISM, ang. *interstellar medium*) i procesów gwiazdotwórczych. Formowanie się gwiazd to skomplikowany proces, na który składa się wiele czynników w różnych skalach przestrzennych. Zaliczają się do nich: akrecja gazu z ośrodka międzygwiazdowego i obiektów satelitarnych na dysk Galaktyki i ośrodka międzygalaktycznego w skali Mpc, chłodzenie tego gazu i tworzenie się zimnego neutralnego ośrodka międzygwiazdowego (CNM, ang. *cold neural medium*) w skali kpc, tworzenie się obłoków molekularnych ( $\sim 10 - 100$  pc), fragmentacja dużych obłoków molekularnych w mniejsze zagęszczenia materii rzędu 1 pc czy jądra przedgwiazdowe o rozmiarach ok. 0,1 pc (Kennicutt & Evans 2012).

Gwiazdy powstają w ciemnych obłokach molekularnych o temperaturze rzędu 10-20 K (Bergin & Tafala 2007). Obłoki te są obiektami długotrwałymi, nie charakteryzującymi się szybkimi zmianami. W starszych publikacjach czas trwania takiego obłoku w stanie równowagi określa się na  $10^8$  lat (Scoville & Hersh 1979). Według nowszych oszacowań miną dziesiątki milionów lat nim rozpocznie się fragmentacja i zapadanie się obłoku molekularnego (Mouschovias, Tassis & Kunz 2006). Obłoki te złożone są głównie z cząsteczkowego wodoru  $H_2$ , a jedynie około 1% ich masy stanowi pył międzygwiazdowy (Tielens 2005), w przeciwieństwie do otaczającego je chłodnego ośrodka międzygwiazdowego, który składa się głównie z atomowego neutralnego wodoru. Pod wpływem grawitacji, turbulencji i działania pola magnetycznego obłok molekularny dzieli się na mniejsze fragmenty, a w najbardziej gęstych ( $\sim 10^6$  atomów  $cm^{-3}$ ) jądrach tworzą się protogwiazdy. Protogwiazdy powstające we wspólnym obłoku molekularnym mogą być na różnych stadiach ewolucji i posiadać inną masę. W wyniku akrecji masy na protogwiazdę tworzą się wypływy molekularne, które oddziałują z otaczającą materią, generując fale uderzeniowe. Wypływy z bardziej masywnych protogwiazd mogą prowadzić do rozproszenia części materii obłoku molekularnego, co zatrzyma dalsze procesy gwiazdotwórcze. Schematyczny obraz obłoku molekularnego przedstawia Rys. 1.



Rysunek 1: Schemat obłoku molekularnego z aktywną formacją gwiazdową. Jasnoszary, zewnętrzny obszar przedstawia ośrodek międzygwiazdowy, a ciemnoszare rejony obłok molekularny i jego części składowe. Na granicy ośrodków zakreśloną krzywą zaznaczony jest obszar przejściowy. Wewnątrz obłoku przedstawione są procesy związane z powstawaniem gwiazd: najciemniejszym odcieniem szarości – wypływy molekularne od małomasywnych protogwiazd, a najjaśniejszym kolorem – obszary H II tworzące się wokół młodych masywnych gwiazd. Na zewnątrz obłoku molekularnego ciemnymi elipsami zaznaczone są bardziej wyewoluowane młode obiekty gwiazdowe – gwiazdy typu T Tauri. Zaadaptowano: Rozprawa doktorska Dr Simona Bruderera, <https://doi.org/10.3929/ethz-a-006132657> (dostęp 27.09.2021)

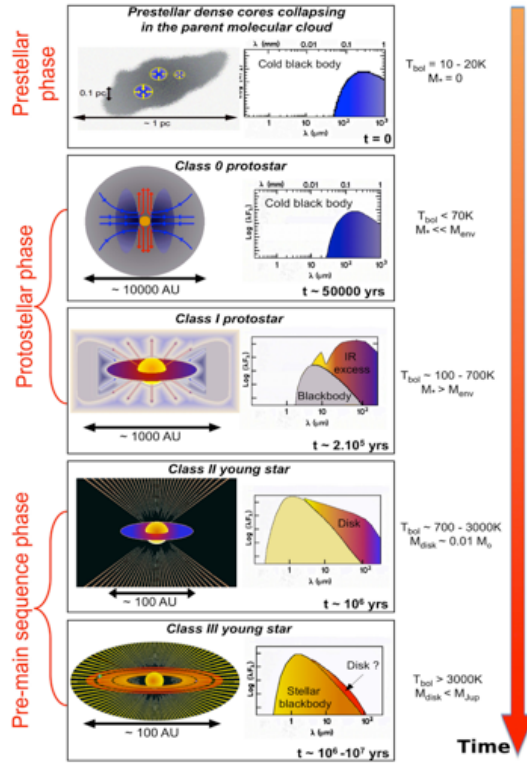
## 1.1 Klasyfikacja protogwiazd

Ewolucja gwiazd przebiega odmiennie w zależności od masy obiektu. Najbardziej liczna grupa to małomasywne gwiazdy o masach ok.  $0.07-1 M_{\odot}$  (Kroupa 2002). Ich ewolucja nie jest tak gwałtowna jak w przypadku masywnych gwiazd (o masie większej niż  $8 M_{\odot}$ ). Wyróżnia się również gwiazdy o średniej masie pomiędzy  $1 M_{\odot}$  a  $8 M_{\odot}$ . Zróżnicowanie w tempie ewolucji oraz związanych z nią procesach jest obserwowane już na etapie młodego obiektu gwiazdowego (YSO, ang. *young stellar object*). Małomasywne protogwiazdy ewoluują w inny sposób niż ich masywne odpowiedniki. Również nazewnictwo poszczególnych etapów jest różne.

Pierwszy podział małomasywnych protogwiazd powstał na podstawie obserwacji w podczerwieni (Lada 1987). Rozkłady energii widmowej (SED, ang. *Spectral Energy Distribution*) mierzone na różnych etapach powstawania gwiazd odzwierciedlają wzrost temperatury protogwiazdy oraz zmniejszającą się masę otoczki. Pierwotnie wyróżniono trzy klasy małomasywnych protogwiazd. André et al. 1993 wprowadzili nową kategorię – obiektów Klasy 0, które są chronologicznie najmłodszymi protogwiazda-

mi. Charakterystyka poszczególnych etapów (Klas) dotyczy izolowanej, małowasywnej protogwiazdy. Obiekty o małej masie tworzą się z mniejszych fragmentów obłoku molekularnego, co niejednokrotnie sprawia, że znajdują się w takiej odległości od innych obiektów, że turbulencje w ich dalszym otoczeniu nie wpływają gwałtownie na ich ewolucję. Zmodyfikowana klasyfikacja przedstawiona jest na Rys. 2 oraz poniżej:

- Głęboko zanurzona protogwiazda (Klasa 0): pierwsza klasa protogwiazd wyróżniana po fazie przedgwiazdnej. Charakteryzuje się promieniowaniem gęstej otoczki gazowo-pyłowej, której masa znacznie przewyższa masę samej protogwiazdy ( $M_{\text{env}} \gg M_{\star}$ ). W trakcie tej fazy następują silne procesy akrecyjne i protogwiazda gwałtownie zwiększa swoją masę. Część akreowanego materiału z otoczki jest wyrzucana z układu poprzez dwubiegunowe wypływy molekularne, które pozwalają pozbyć się nadwyżki momentu pędu, wzmacniając jednocześnie procesy akrecyjne (Arce & Sargent 2006). SED protogwiazdy Klasy 0 posiada wyraźne maksimum w dalekiej podczerwieni. Odpowiada ono promieniowaniu ciała doskonale czarnego – zimnego pyłu w otocze o temperaturze 15-30 K (André, Ward-Thomson & Barsony 1999). Faza ta trwa ok.  $10^5$  lat po rozpoczęciu zapadania się jądra przedgwiazdowego (Evans et al. 2009).
- Późna faza akrecji na protogwiazdę (Klasa I): w tej fazie kończą się główne procesy akrecji otoczki gazowo-pyłowej, która jest również rozpraszana przez wypływy molekularne. Masa protogwiazdy przewyższa więc masę otoczki ( $M_{\star} > M_{\text{env}}$ ). Wypływy molekularne są słabsze i charakteryzują się szerszym kątem rozwarcia, przez co możliwa jest detekcja promieniowania z wewnętrznych części systemu. Następuje wzrost masy dysku okołogwiazdowego. Z powodu mniejszej ekstynkcji w otocze na wykresie SED można wyróżnić dwa komponenty: emisję ciała doskonale czarnego pochodzącą od otoczki protogwiazdowej oraz nadwyżkę w podczerwieni, w której promieniuje dysk okołogwiazdowy. Szacuje się, że ta faza trwa do ok.  $10^5$ - $10^6$  lat po zapadnięciu się jądra przedgwiazdowego.
- Klasyczne gwiazdy typu T Tauri (Klasa II): W tej fazie otoczka jest prawie zupełnie rozproszona, przez co młoda gwiazda jest już widoczna optycznie. W otoczeniu protogwiazdy dominuje gęsty, gazowy dysk protoplanetarny ( $M_{\text{disk}} > M_{\text{env}}$ ), w którym tworzą się protoplanety. Obiekty te są zazwyczaj aktywne, charakteryzując się zmienną jasnością. Maksimum SED przesunięte jest do bliskiej podczerwieni, podczas gdy w dalszej podczerwieni widoczny jest wpływ promieniowania od dysku. Wiek gwiazd typu T Tauri to ok.  $10^6 - 10^7$  lat.
- Gwiazdy typu T Tauri charakteryzujące się słabą emisją w liniach (Klasa III): w ostatniej fazie gwiazdy „przed ciągiem głównym” rozprasza się gaz dysku protoplanetarnego, pozostawiając dysk szczątkowy (ang. *debris disk*). W wyniku zderzenia ziaren pyłu o lodowych otoczkach powstają planetozymale, w następstwie czego planety i mniejsze obiekty układu planetarnego. W tej fazie nie obserwuje się silnych linii emisyjnych, co świadczy o zakończonym procesie akrecji materii (Matthews et al. 2014). W wieku  $10^6 - 10^7$  lat SED młodego obiektu gwiazdowego przypomina promieniowanie gwiazdy ciągu głównego.

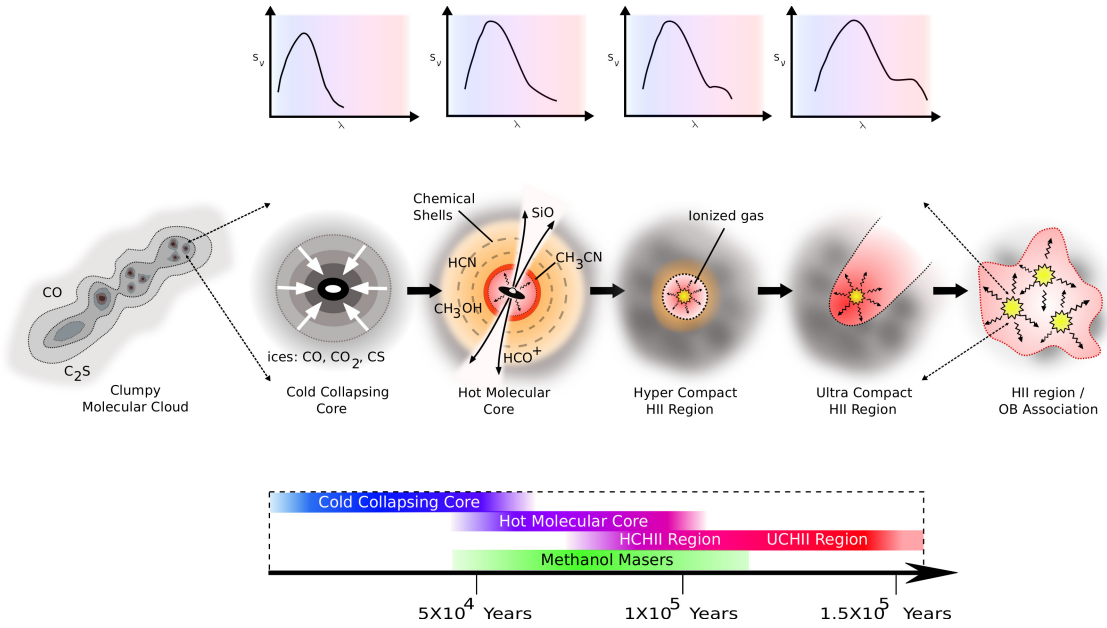


Rysunek 2: Ewolucja małowasywnych protogwiazd z podziałem na fazy i klasy. Lewa część rysunku przedstawia ilustracje małowasywnych układów protogwiazdowych z zaznaczoną skalą przestrzenną. W prawej stronie ramek znajdują się SED poszczególnych etapów ewolucyjnych z zaznaczonymi komponentami. Oś z prawej strony przedstawia skalę czasową wraz z typowymi parametrami fizycznymi. Autorka: Dr Anaëlle Julie Maury.

Wraz z rozpoczęciem spalania wodoru w reakcjach termojądrowych młoda gwiazda przestaje być obiektem Klasy III i wchodzi w etap gwiazdy ciągu głównego wieku zerowego (ZAMS, ang. *Zero Age Main Sequence*), a następnie staje się wyewoluowaną gwiazdą ciągu głównego (Hayashi et al. 1962). Procesy gwiazdotwórcze małowasywnych protogwiazd są złożone, przeciwstawne siły akrecji i wpływów molekularnych tworzą turbulentyne środowisko, które zmienia fizyczny i chemiczny obraz protogwiazdy. Dokładne poznanie tych procesów jest niezbędne w zrozumieniu warunków początkowych, w jakich powstają gwiazdy typu słonecznego i otaczające je planety.

Etap protogwiazdowy masywnych gwiazd różni się od ich lepiej poznanych, małowasywnych odpowiedników. Podobnie jak ich późniejsza ewolucja, procesy formowania się masywnej gwiazdy przebiegają szybciej niż w przypadku małowasywnych protogwiazd. W wieku ok.  $10^5 - 10^6$  lat po zapadnięciu się jądra przedgwiazdowego możemy mówić o wyewoluowanym regionie H II czy asocjacji gwiazd OB. Dla porównania, w tym czasie małowasywna gwiazda jest na etapie protogwiazdy Klasy I. W przypadku masywnych protogwiazd „system klasowy” został zastąpiony następującymi etapami (Rys. 3, które niejednokrotnie opisywane są w literaturze różnymi terminami:

- Masywne jądro przedgwiazdowe (HMSC, ang. *High-Mass Starless Core*). W literaturze można spotkać też inne nazwy tych obiektów takie jak: Chłodne, gęste jądro molekularne (CDMC, ang. *Cold Dense Molecular Core*; np. Zinnecker & Yorke 2007), Przedprotogromadne jądro (PPcIC, ang. *Pre-Protocluster Core*; np. Evans et al. 2002), Masywne, gęste jądro (MDC, ang. *Massive Dense Core*, np. Motte et al. 2007). Jest to najwcześniejszy etap powstawania masywnych gwiazd. Mają masę rzędu  $10^2 - 10^3 M_{\odot}$ , rozmiary ok.  $0,25 - 0,5$  pc, gęstość ok.  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ , a ich średnią temperaturę określa się na ok. 16 K (Beuther et al. 2007). Parametry fizyczne HMSC stanowią warunki początkowe dla powstawania masywnych protogwiazd. Przypuszcza się, że są to obiekty bardzo krótko żyjące  $\sim 10^4$  lat.
- Masywny obiekt protogwiazdowy (HMPO, ang. *High-mass protostellar object*; np. Beuther et al. 2007): etap, w którym gęstość obiektu przekracza  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ , pomimo, że jego rozmiary są podobnego rzędu wielkości jak w poprzedniej fazie (Beuther et al. 2007). W centrum układu jest masywna protogwiazda o masie przekraczającej  $8 M_{\odot}$ . Posiada masywną otoczkę o znacznym gradiencie temperatury i gęstości oraz o różnorodnym składzie chemicznym. Niektórzy autorzy wiążą różnice w emisji z kolejnymi podetapami ewolucji masywnej protogwiazdy (np. Persi 2018).
- Gorące jądro molekularne (HMC, ang. *hot molecular core*; np. Kurtz et al. 2000): kolejny etap rozwoju masywnej protogwiazdy wiąże się ze wzrostem temperatury powyżej 100 K (Zinnecker & Yorke 2007). Znaczna część złożonych cząsteczek organicznych (COM, ang. *complex organic molecule*) obecnych w otoczce przechodzi do fazy gazowej, co sprawia, że obiekty te są stosunkowo łatwe do obserwacji w emisji maserowej metanolu (np. Menten 1991). Część autorów zalicza ten etap jako podtyp fazy HMPO (np. Beuther et al. 2007).
- Hiperkompaktowy/Ultrakompaktowy region H II (HC H II/UC H II, ang. *Hypercompact H II region/ Ultracompact H II region*; np. Churchwell et al. 2002, Hoare et al. 2007): w tej fazie ustaje akrecja materii na protogwiazdę, a rozpoczynają się procesy termojądrowe. Młoda gwiazda zaczyna produkować promieniowanie ultrafioletowe, które jonizuje materię w obłoku molekularnym. Zjonizowany jest obszar o rozmiarach ok.  $0,01$  pc i gęstości ok.  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Z czasem materia wokół młodej gwiazdy traci gęstość. Ultrakompaktowe rejony H II mają rozmiary ok.  $0,1$  pc i gęstość  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  (Zinnecker & Yorke). Czas życia zwartych obiektów H II szacuje się na  $10^5$  lat (Motte et al. 2018).
- Klasyczny region H II (ang. *classical H II region*; np. Yorke 1986): ostatnia faza powstawania masywnych gwiazd i asocjacji gwiazd OB. Promieniowanie jonizujące rozprzestrzenia się w niej globalnie. Obszar zjonizowany osiąga wielkość kilku pc. Pod wpływem promieniowania z młodych masywnych gwiazd rozwiewa się macierzysty obłok molekularny.



Rysunek 3: Schemat przedstawiający ewolucję masywnych protogwiazd. Najwyższy panel zawiera szkice SED dla poszczególnych etapów powstawania masywnych gwiazd. W środkowym panelu znajdują się rysunki obrazujące procesy fizyczne i skład chemiczny kolejnych etapów wraz z ich angielskimi nazwami. Ostatni panel przedstawia skalę czasową z zaznaczoną emisją maserową. Autor: Dr Cormac R. Purcell.

W przypadku masywnych protogwiazd trudno rozróżnić, kiedy protogwiazda przeistacza się w gwiazdę, ponieważ reakcje termojądrowe rozpoczynają się, gdy gwiazda jest jeszcze otoczona gęstym gazem macierzystego obłoku. Czas, w jakim gwiazda może promieniować kosztem zapadania się grawitacyjnego, nazywany jest czasem Kelvina-Helmholtza  $T_{KH}$  (Krumholtz 2016):

$$T_{KH} = \frac{GM^2}{RL} \quad (1)$$

gdzie  $M$  to masa,  $R$  – promień,  $L$  to moc promieniowania obiektu, a  $G$  oznacza stałą grawitacji. Odnosząc się do ewolucji gwiazd, czas obliczony za pomocą wzoru (1) będzie czasem, jakiego potrzebuje protogwiazda, by znaleźć się na ZAMS. Podstawiając typowe wartości dla małymasywnych gwiazd,  $T_{KH}$  wynosi ok.  $10^6 - 10^7$  lat. W przypadku gwiazd masywnych czas ten skraca się do  $10^4$  lat, a więc następuje w czasie formowania się młodej gwiazdy.

## 1.2 Fizyczne komponenty układów protogwiazdowych

Formowanie się gwiazd jest dynamicznym procesem, któremu towarzyszą kolaps grawitacyjny otoczki, akrecja materii oraz wyrzuty materii w postaci dżetów i wypływów molekularnych pochodzących od protogwiazd. W najwcześniejszej fazie akrecja materii na rotujący młody obiekt gwiazdowy przyczynia

się do powstania dysku okołogwiazdowego. Dwa przeciwstawne procesy akrecji i wyrzutu masy sprawiają, że najbliższe otoczenie młodych obiektów gwiazdowych jest turbulentnym regionem o złożonej strukturze. W lepiej poznanych, małowasywnych protogwiazdach wyróżnia się następujące komponenty, przedstawione również na Rys. 4:

- ciepła wewnętrzna otoczka (ang. *warm inner envelope*): jest to najbardziej wewnętrzna część protogwiazdy, o temperaturze przekraczającej 100 K (Tychoniec 2021a). Jeśli w wewnętrznej otoczce występują złożone cząsteczki organiczne, nazywana jest w literaturze gorącym jądrem (ang. *hot core/corino*), np. Caselli & Ceccarelli 2012. Anglojęzyczne rozróżnienie "*hot core*" i "*hot corino*" odnosi się odpowiednio do masywnych i małowasywnych protogwiazd. W tej temperaturze złożone cząsteczki organiczne zmagazynowane w lodzie przechodzą do fazy gazowej, przez co mogą być skutecznie obserwowane w zakresie submilimetrowym. Rozmiary ciepłej wewnętrznej otoczki sięgają ok. 100 j.a., podczas gdy gęstość przekracza  $10^7 \text{ cm}^{-3}$  (Caselli & Ceccarelli 2012).
- zimna otoczka (ang. *cold envelope*): zewnętrzna otoczka wokół protogwiazdy zawiera materię, która napędza mechanizm akrecji, a w związku z tym tworzenie się dysku i wypływów/dżetów. Jest to wielowarstwowa struktura sięgająca  $10^4$  j.a. z gradientem temperatury ( $<100 \text{ K}$ ) i gęstości ( $10^5 - 10^7 \text{ cm}^{-3}$ ). Skład chemiczny jest zbliżony do składu obłoku molekularnego, w którym powstała. To tutaj w drobinach lodu powstają bardziej złożone molekuly, które mogą być wykryte, gdy migrują w stronę centrum protogwiazdy i sublimują. Systematyczne ruchy materii opadającej na protogwiazdę charakteryzują się wąskimi profilami linii niezbyt turbulentnego gazu. Otoczka protogwiazd może być obserwowana za pomocą znaczników gęstego gazu takich jak CO czy  $\text{C}^{18}\text{O}$  (Jørgensen et al. 2002) oraz molekuł występujących w niskiej temperaturze w fazie gazowej, np.  $\text{DCO}^+$ ,  $\text{N}_2\text{D}^+$  czy  $\text{H}^{13}\text{CO}^+$  (Tychoniec 2021a).
- dżety i wypływy molekularne (ang. *jets and molecular outflows*): system protogwiazdowy pozbywa się nadwyżki momentu pędu wyprodukowanego podczas akrecji materii z otoczki na protogwiazdę poprzez dżety i wypływy molekularne. Bardziej skolimowane, szybkie wypływy materii z wewnętrznych części systemu protogwiazdowego noszą nazwę ekstremalnie szybkich (EHV, ang. *Extremely High Velocity*) dżetów w odróżnieniu od znacznie wolniejszych ( $<20 \text{ km s}^{-1}$ ) wypływów molekularnych (Bachiller & Gomez-Gonzalez 1992). Bardziej skolimowane dżety obserwowane są we wczesnych fazach formowania się gwiazd. Wraz z upływem czasu otoczka rozrzedza się, a kąt wypływu molekularnego zwiększa się, co wiąże się ze spadkiem prędkości gazu w wypływie (Arce & Sargent 2006). Niektóre źródła (np. Bjerkeli et al. 2016) wyróżniają dodatkowo gaz pochodzący od dysku okołogwiazdowego w postaci wiatru dyskowego (ang. *disk wind*). W dżetach i wypływach molekularnych tworzą się fale uderzeniowe, które podgrzewają materię nawet do temperatury rzędu  $10^3 \text{ K}$ . W takich warunkach można obserwować liczne molekuly. Dżety i wypływy obserwowane są przeważnie poprzez emisję molekuł zawierających tlen. Głównym znacznikiem dżetów jest molekula CO, która po  $\text{H}_2$  jest najbardziej rozpowszechnioną cząsteczką we Wszechświecie. Innymi wskaźnikami obecności EHV są  $\text{H}_2\text{CO}$ , SO czy SiO (Tychoniec 2021a). Wypływy molekularne o niższej prędkości mogą być dodatkowo obserwowane poprzez emisję molekuł po-

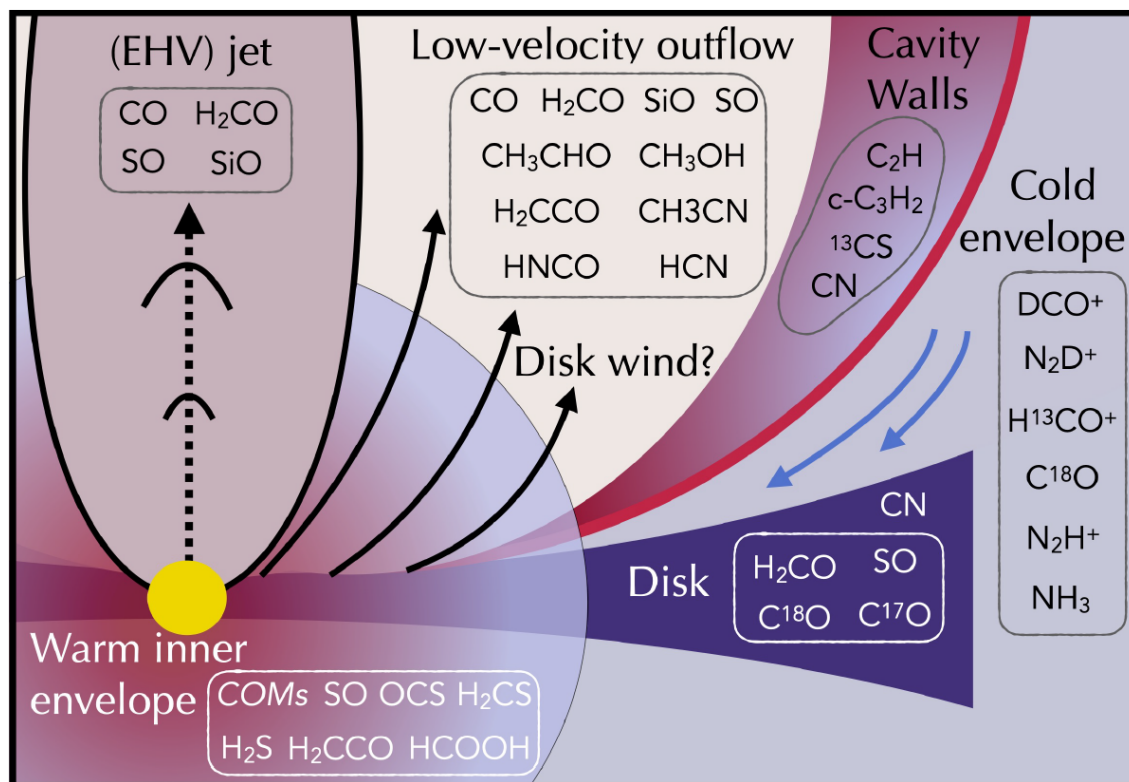
chodzących z rozpadu drobinek lodu tj.  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{HNC}$ . Poprzez badanie dżetów i wypływów molekularnych zyskujemy informacje o kinematyce młodego układu protogwiazdowego.

- ściany wnęk (ang. *cavity walls*): pomiędzy wypływami molekularnymi a zimną otoczką znajduje się cienka warstwa materii, która jest wystawiona na działanie promieniowania UV pochodzącego z akreującego dysku. Region ten wykazuje więc podobieństwa z obszarami fotodysocjacyjnymi (PDR, ang. *Photodissociation Region*)<sup>1</sup>. Dlatego też ściany wnęk będą dobrze widoczne w emisji molekuł, które są produktem fotodysocjacji np. CN czy  $\text{C}_2\text{H}$  (Tychoniec 2021a).
- dysk okołogwiazdowy/protoplanetarny (ang. *circumstellar/protoplanetary disk*): w wyniku rotacji zapadającego się jądra protogwiazdowego w wewnętrznej otoczce zaczyna się tworzyć dysk okołogwiazdowy (np. Lynden-Bell & Pringle 1974). Badania dysków wokół protogwiazd na wczesnym etapie ewolucji jest utrudnione przez akreującą otoczkę. Dopiero w ostatnich latach pojawiły się obserwacje dysków okołogwiazdowych (np. Tobin et al. 2012). Badania wykazały, że podlegają one ruchom keplerowskim i rozciągają się na dystans ok. 100 j.a. od centralnej protogwiazdy. W późniejszym etapie ewolucji układów protogwiazdowych, gdy otoczka jest już w dużej mierze rozproszona, dyski wokół protogwiazd nazywamy dyskami protoplanetarnymi. Na podstawie analizy kinematycznej udało się oddzielić emisję z dysku od emisji z otoczki, dzięki obserwacji izotopologów CO, tj.  $\text{C}^{17}\text{O}$ ,  $\text{C}^{18}\text{O}$  (Tychoniec 2021a). Akrecja materii otoczki na dysk powoduje lokalne fale uderzeniowe, które mogą być badane poprzez emisję w CN (zewnętrzne warstwy dysku) czy SO.

Wiele wskazuje na to, że masywne protogwiazdy składają się z analogicznych komponentów fizycznych co ich małowasywne odpowiedniki (Zinnecker & Yorke 2007). Obserwacje potwierdzają (Kim & Kurtz 2006), że dżety i wypływy molekularne pochodzące od masywnych protogwiazd niosą ze sobą większą ilość materii ( $>10 M_\odot$ ) i są bardziej energetyczne ( $>100 M_\odot \text{ km s}^{-1}$ ) niż ich odpowiedniki w układach małowasywnych. Jednakże nie można stwierdzić, że formowanie się gwiazd masywnych to przeskalowane procesy zachodzące w czasie powstawania małowasywnych gwiazd. Główny mechanizm promieniowania małowasywnych protogwiazd opiera się na procesie akrecji otoczki, podczas gdy promieniowanie od masywnych protogwiazd pochodzi z ich cieplej fotosfery (San José-García 2015). Istotny jest również fakt, że masywna protogwiazda zaczyna spalać wodór w momencie, gdy nie pozbyła się całkowicie swojej otoczki.

---

<sup>1</sup>zwane również Regionami Zdominowanymi przez Fotony (PDR, ang. *Photon Dominated Regions*)



Rysunek 4: Główne źródła emisji molekularnej w otoczeniu protogwiazdy określające położenie poszczególnych komponentów układu protogwiazdowego. Źródło: Tychoniec 2021a.

### 1.3 Astrofizyka molekularna

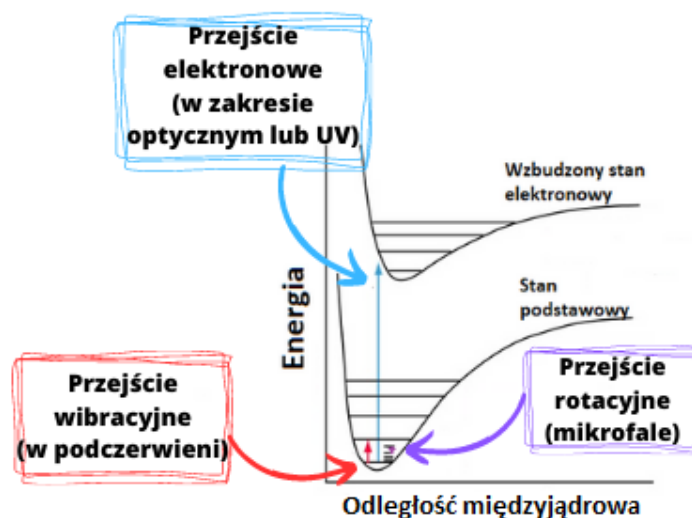
Przestrzeń kosmiczna znacząco różni się od warunków ziemskich. W obłokach molekularnych, gdzie rozpoczynają się procesy gwiazdotwórcze, gaz jest dużo rzadszy ( $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) i chłodniejszy (10–20 K) niż w atmosferze Ziemi. Dominującą cząsteczką jest wodór molekularny, którego jest  $10^4$  więcej niż drugiej w kolejności najczęściej występującej molekuly - monotlenku węgla (CO). Mimo to, w obłokach molekularnych powstają bardziej złożone, wieloatomowe cząsteczki.

W ośrodku międzygwiazdowym i otoczkach okółogwiazdowych wyewoluowanych gwiazd odnaleziono dotychczas około 270 różnych molekuł<sup>2</sup>, które niosą informacje o warunkach panujących z badanych obiektach. Otoczenie układów protogwiazdowych składa się głównie z gazu molekularnego. Analiza emisji pochodzącej od molekuł jest więc szeroko rozpowszechniona w badaniu tego typu obiektów.

W porównaniu do widm atomowych spektroskopia molekularna jest dużo bardziej złożona, gdyż molekuly posiadają dodatkowe stopnie swobody związane z ich wibracją i rotacją. Najprostsze, dwuatomowe molekuly mogą być opisane przy użyciu krzywych energii potencjalnej w funkcji odległości międzyjądrowej (Rys. 5). Przejścia elektronowe następują pomiędzy różnymi stanami elektronowymi,

<sup>2</sup>Stan na 05/2022. Źródło: <https://cdms.astro.uni-koeln.de/classic/molecules>

wibracyjne - pomiędzy poszczególnymi poziomami wibracyjnymi tego samego stanu elektronowego, rotacyjne (oznaczane jako  $J$ ) pomiędzy różnymi poziomami rotacyjnymi. Istnieją również kombinacje przejść elektronowych, oscylacyjnych i rotacyjnych, co sprawia, że molekuły mogą być obserwowane w wielu liniach, w szerokim zakresie spektrum elektromagnetycznego. Przejścia elektronowe obserwowane są w zakresie optycznym i UV, przejścia wibracyjne w zakresie podczerwonym, a rotacyjne – w podczerwonym i mikrometrowym. Ze względu na silną absorpcję promieniowania ultrafioletowego i optycznego w obłoku molekularnym układy protogwiazdowe obserwowane są najczęściej w zakresie podczerwonym i mikrometrowym.



Rysunek 5: Krzywe energii potencjalnej w funkcji odległości międzyjądrowej obrazujące przejścia elektronowe (zaznaczone niebieską strzałką), przejścia wibracyjne (zaznaczone czerwoną strzałką) oraz poziomy rotacyjne (zaznaczone fioletową strzałką i czarnymi, poziomymi liniami). Źródło: opracowanie własne na podstawie grafiki Wydziału Fizyki i Astronomii Uniwersytetu Stanowego w Georgii (USA), <http://hyperphysics.phyastr.gsu.edu/hbase/molecule/molec.html> (dostęp 10.02.2023).

Astrochemia, zwana również astrofizyką molekularną, stała się przedmiotem zainteresowania astronomów w dużej mierze za sprawą wybitnej postaci tej dyscypliny - Alexandra Dalgarno, który w 2008 roku zdefiniował ją jako „naukę o formowaniu się, rozpadzie i wzbudzaniu molekuł w środowiskach astronomicznych oraz ich wpływie na strukturę, dynamikę i ewolucję obiektów astronomicznych<sup>3</sup>” (van Dishoeck 2018). Dzięki badaniu molekuł możemy dowiedzieć się więcej o fizycznych aspektach środowiska, w którym występują. Ma to szczególnie istotne znaczenie w przypadku procesów gwiazdotwórczych, które powstają w ciemnych obłokach molekularnych, a więc niejednorodnym otoczeniu o skomplikowanej strukturze, co wiąże się z licznymi wyzwaniami obserwacyjnymi.

<sup>3</sup>Oryginalny cytat: *‘the study of the formation, destruction and excitation of molecules in astronomical environments and their influence on the structure, dynamics and evolution of astronomical objects’*.

Tabela 1: Rodzaje reakcji chemicznych prowadzących do powstania i rozpadu molekuł

|                                       |                                 | Typowa stała<br>szybkości reakcji<br>( $\text{cm}^3 \text{s}^{-1}$ ) |
|---------------------------------------|---------------------------------|----------------------------------------------------------------------|
| <b>Procesy powstawania molekuł</b>    |                                 |                                                                      |
| Promienista asocjacja                 | $X + Y \rightarrow XY + h\nu$   | $10^{-17}\text{--}10^{-14}$                                          |
| Powstawanie molekuł na drobinach pyłu | $X + Y:g \rightarrow XY + g$    | $\sim 10^{-17}$                                                      |
| Asocjacja z oderwaniem elektronu      | $X^- + Y \rightarrow XY + e$    | $\sim 10^{-9}$                                                       |
| <b>Procesy rozpadu molekuł</b>        |                                 |                                                                      |
| Fotodysocjacja                        | $XY + h\nu \rightarrow X + Y$   | $10^{-10}\text{--}10^{-8}$                                           |
| Rekombinacja dysocjacyjna             | $XY^+ + e \rightarrow X + Y$    | $10^{-7}\text{--}10^{-6} \text{s}^{-1}$                              |
| Dysocjacja zderzeniowa                | $XY + M \rightarrow X + Y + M$  | $\sim 10^{-26} \text{cm}^6 \text{s}^{-1}$                            |
| <b>Procesy reorganizacji molekuł</b>  |                                 |                                                                      |
| Wymiana jonu                          | $X^+ + YZ \rightarrow XY^+ + Z$ | $10^{-9}\text{--}10^{-8}$                                            |
| Przeniesienie ładunku                 | $X^+ + YZ \rightarrow X + YZ^+$ | $10^{-9}$                                                            |
| Reakcje molekuł neutralnych           | $X + YZ \rightarrow XY + Z$     | $10^{-11}\text{--}10^{-9}$                                           |

Procesy powstawania, rozpadu i reorganizacji molekuł z podanymi typowymi stałymi szybkości reakcji. Źródło: van Dishoeck 2014.

Najważniejsze procesy formowania się i rozpadu oraz reorganizacji molekuł przedstawia Tabela 1. Ze względu na niską gęstość ośrodka w przestrzeni kosmicznej w procesach gwiazdotwórczych dominują reakcje dwuskładnikowe (van Dishoeck 2014):

- reakcje powstawania molekuł: Dwa podstawowe procesy prowadzące do powstawania molekuł to reakcja promienistej asocjacji (ang. *radiative association*) oraz reakcje z udziałem drobin pyłu (ang. *grain surface formation*). W pierwszym przypadku energia reakcji jest usuwana z nowo powstałej molekuly poprzez emisję fotonów. Jest to stosunkowo wolny proces z typowymi skalami czasowymi dla emisji w podczerwieni rzędu  $10^{-3} \text{s}^{-1}$ , czyli  $10^{10}$  wolniejszy niż w przypadku zderzeń o skali czasowej  $10^{-13} \text{s}^{-1}$ . Drugi z procesów wymienionych w Tabeli 1 zakłada powstawanie molekuł na powierzchni drobin pyłu. W tym przypadku nadmiarowa energia zostaje zaabsorbowana przez pył. Część powstałych w ten sposób molekuł wyparuje z powierzchni drobiny pyłu i będzie mogła wchodzić w kolejne reakcje w fazie gazowej. Ten proces również jest relatywnie wolny. Trzeci proces formacji – asocjacja z oderwaniem elektronu (ang. *associative detachment*) jest najszybszy z wymienionych, lecz wymaga obecności anionu.
- reakcje rozpadu molekuł: Procesem przeciwnym do promienistej asocjacji jest fotodysocjacja (ang. *photodissociation*). Jest to rozpad molekuly pod wpływem fotonu, co ma miejsce przede wszystkim w obszarach fotodysocjacyjnych. Czas życia cząsteczki w warunkach międzygwiazdowych to 100-1000 lat (van Dishoeck 2014), zakładając standardowe pole promieniowania ośrodka

międzygwiazdowego (ISRF, ang. *interstellar radiation field*). Proces fotodysocjacji może być osłabiony poprzez pochłanianie fotonów przez drobiny pyłu oraz mechanizm samoosłaniania (ang. *self-shielding*) oznaczający pochłanianie fotonów przez zewnętrzne molekuly gęstego ośrodka, przez co cząsteczki znajdujące się w wewnętrznych warstwach są mniej narażone na działanie promieniowania. Fotodysocjacja jest najbardziej efektywnym procesem rozpadu neutralnych molekuł w obłokach molekularnych. W przypadku kationów molekularnych w niskich temperaturach dominuje proces rekombinacji dysocjacyjnej (ang. *dissociative recombination*) poprzez zderzenie z elektronem. Cząsteczki mogą również rozpadać się poprzez dysocjację zderzeniową (ang. *collisional dissociation*), ale ma to miejsce w rejonach o wysokiej temperaturze (pow. 3000 K) i gęstości. Takie warunki znajdują się na frontach fal uderzeniowych w otoczeniu młodych gwiazd.

- reakcje reorganizacji molekuł: Wiązania molekularne mogą ulec reorganizacji (ang. *rearrangement*) w skutek przeniesienia ładunku, wymiany jonu lub reakcji pomiędzy molekulami neutralnymi. Ważnym kanałem powstawania molekuł w obłokach molekularnych jest stworzenie  $H_2^+$  w procesie fotojonizacji lub interakcji z promieniowaniem kosmicznym. Cząsteczka ta bardzo szybko reaguje z molekularnym wodorem, tworząc reaktywny  $H_3^+$ . Jony te reagują z neutralnymi molekulami nawet w niskich temperaturach (Herbst, Klemperer, 1973), co sprzyja powstawaniu bardziej złożonych cząsteczek. Reakcje cząsteczek neutralnych (reakcje n-n) odpowiadają m. in. za powstawanie ogromnych ilości wody na frontach fali uderzeniowych w wypływach molekularnych, gdzie temperatura przekracza 300 K.

Bogactwo procesów powstawania molekuł zachodzących w środowisku o wyjątkowo niskiej temperaturze i gęstości jest warte podkreślenia. Astronomia molekularna jest dziedziną astronomii, która stwarza nowe możliwości badania młodych obiektów gwiazdowych. W kontekście niniejszej pracy szczególnie istotne będą procesy z udziałem energetycznych fotonów.

## 1.4 Promieniowanie ultrafioletowe wokół protogwiazd

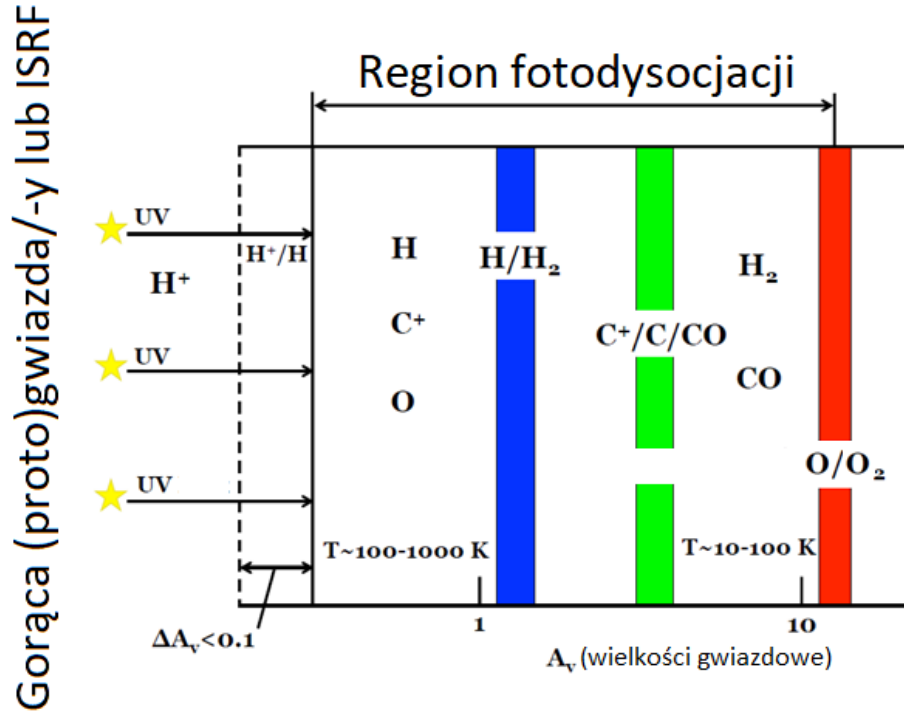
W przestrzeni kosmicznej rozprzestrzenia się promieniowanie elektromagnetyczne w całym zakresie swojego spektrum. Promieniowanie ultrafioletowe przenika do obłoków molekularnych, zmieniając ich strukturę. Pole Promieniowania Ośrodka Międzygwiazdowego (ISRF) jest skalowane do uśrednionej wartości promieniowania w najbliższej okolicy Słońca. W latach 60' i 70' poprzedniego wieku opublikowano dwa najczęściej używane współczynniki skalowania  $G_0$  i  $I_0$  międzygwiazdowego dalekiego promieniowania ultrafioletowego (FUV,  $6 < h\nu < 13.6$  eV), zwane współczynnikami Habinga wynoszącym  $1.6 \times 10^{-3}$  ergs cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> (Habing 1968) i Draine'a o wartości  $2.6 \times 10^{-3}$  erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> (Draine 1978). ISRF jest efektywnie pochłanianie przez molekuly i drobiny pyłu, chroniąc tym samym wewnętrzne warstwy obłoku przed fotodysocjacją (np. Snow, McCall 2006). Mechanizm ten jest bardzo efektywny szczególnie w przypadku bardziej energetycznych fotonów (Draine 2003). Innym ważnym czynnikiem wpływającym na skład chemiczny obłoków molekularnych jest promieniowanie kosmiczne. Wysoko energetyczne jadra atomowe mogą dużo głębiej niż promieniowanie UV wnikać w obłok molekularny. Jonizują część atomowego i molekularnego wodoru, rozpoczynając tym samym szereg reakcji

chemicznych. Promieniowanie kosmiczne może również wyprodukować promieniowanie ultrafioletowe we wewnętrznych częściach obłoku molekularnego (Prasad & Tarafdar 1983).

#### 1.4.1 Obszary fotodysocjacyjne

Obszary, które są wystawione na promieniowanie ultrafioletowe, nazywane są w literaturze obszarami fotodysocjacyjnymi (ang. *Photodissociation Regions*, PDRs). Pierwotnie ten termin był stosowany względem gęstych obłoków molekularnych w pobliżu jasnych, młodych gwiazd. Rys. 6 obrazuje schemat rozwarstwienia materii obłoku pod wpływem promieniowania UV. Fotony o energiach  $> 13.6$  eV absorbowane są w cienkiej warstwie przejściowej  $H^+/H$ . Fotony o niższych energiach dysocjują  $H_2$  i jonizują C, tworząc warstwę zdominowaną przez H, O i C II. Obserwacyjnie wyróżniają się bardzo silną emisją linii atomowych [C II] na  $158 \mu m$ , [CI] na  $610 \mu m$ , [O I] na  $63 \mu m$ , [O I]  $145 \mu m$ . Przechoǳąc do wewnętrznych warstw obłoku strumień promieniowania słabnie, co skutkuje kolejną warstwą przejściową  $H/H_2$  (Hollenbach & Tielens 1997). Przy głębokościach ok.  $2 A_v$  również węgiel molekularny przestaje być jonizowany, co pozwala na tworzenie molekuł CO. Model ten został uzupełniony o tworzenie się wody na drobninach pyłu, co zmienia strukturę chemiczną obszarów fotodysocjacyjnych na większych  $A_v$  (Hollenbach et al. 2009). Reakcje chemiczne opisane dla klasycznych PDRów mają zastosowanie w innych środowiskach astronomicznych, gdzie promieniowanie UV odgrywa istotną rolę, np. obłoki rozmyte, fale uderzeniowe o wysokich prędkościach, powierzchnia dysków protoplanetarnych, otoczki wyewoluowanych gwiazd, regiony H II. Wszystkie te środowiska mogą mieć cechy obszarów fotodysocjacyjnych.

Występowanie tego typu regionów jest postulowane także wokół małomasywnych protogwiazd (np. van Kempen et al. 2009a). W wyniku akrecji materii na protogwiazdę produkowane jest promieniowanie ultrafioletowe, które rozprzestrzenia się w wypływach molekularnych o relatywnie niższej gęstości. Dzięki temu energetyczne promieniowanie może dotrzeć do rejonów bardziej oddalonych od protogwiazdy, zmieniając warunki fizyczne i chemiczne otoczenia młodych obiektów gwiazdowych. Pierwsze modele zakładały występowanie PDRu w centralnym obszarze protogwiazdy do ok. 4000 j.a. (Spaans et al. 1995). Analiza rozkładu przestrzennego promieniowania w linii molekuly CO i [C I] w masywnym wypływie molekularnym rozchodzącym się od protogwiazdy Klasy I HH 46 IRS 1 doprowadziła autorów (van Kempen et al. 2009b) do wysnucia przypuszczenia o wystąpieniu dodatkowego czynnika produkującego promieniowanie UV. W wyniku zderzenia się materii z wypływem molekularnym z otaczającym protogwiazdę ośrodkiem międzygwiazdowym tworzą się fale uderzeniowe (ang. *shocks*). Front fali charakteryzuje się szczególnie wysoką temperaturą i kompresją gazu, co może prowadzić do dysocjacji niektórych molekuł. Wspólnie z postulowanymi dodatkowymi punktami emisji (Velusamy et al. 2007) we wnętrzu molekularnej HH46 tworzy się dużo bardziej rozległy PDR. Van Kempen et al. po raz pierwszy oszacowali pole promieniowania UV wzdłuż wnek wypływów molekularnych na ok. 100 razy większe niż ISRF.



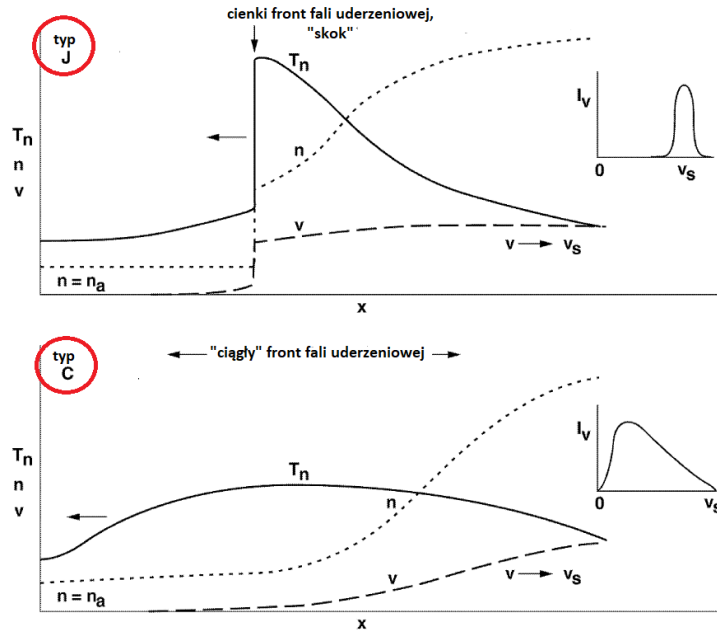
Rysunek 6: Schematyczna struktura obszarów fotodysocjacyjnych. Źródło: opracowanie własne na podstawie Hollenbach & Tielens (1997).

Późniejsze badania potwierdzają istnienie promieniowania ultrafioletowego we wnękach wypływów molekularnych. Ze względu na dużą ekstynkcję w pobliżu protogwiazd na najwcześniejszych stadiach ewolucji promieniowanie UV nie może być obserwowane bezpośrednio. Kilka niezależnych metod analizy emisji molekularnej udowadnia obecność promieniowania ultrafioletowego wzdłuż wypływów molekularnych. Wąskie profile linii CO 6-5 w okolicach wypływów molekularnych protogwiazd Klasy 0 NGC 1333 IRAS 4A i IRAS 4B wskazują na wzbudzenia pod wpływem promieni UV (Yıldız et al. 2012). W tej pracy autorzy wykazali także po raz pierwszy obserwacyjne mapy wnęk wypływów molekularnych oświetlonych przez promieniowanie ultrafioletowe. Wyniki badań wskazują na istotną rolę promieniowania UV w pobliżu protogwiazd w skali kilku tysięcy jednostek astronomicznych. Dalsza analiza próbki 26 młodych obiektów gwiazdowych Klasy 0 i Klasy 1 potwierdziła związek pomiędzy orientacją wypływów molekularnych a obszarami występowania promieniowania UV (Yıldız et al. 2015).

#### 1.4.2 Fale uderzeniowe oświetlane promieniowaniem UV

Obserwacje wody i dwutlenku węgla wykonane za pomocą Kosmicznego Obserwatorium Herschela pokazały, że gwałtowne procesy zachodzące w otoczeniu małowasywnych protogwiazd zaburzają obraz wynikający z pierwszych modeli szacujących poziom promieniowania ultrafioletowego. W pracy Karska et al. 2013 przeanalizowano widma 18 małowasywnych YSO na różnych etapach ewolucji. Emisja

wysoko wzbudzonych linii CO jest powiązana z dużymi prędkościami gazu, co świadczy bardziej o ich pochodzeniu z fal uderzeniowych niż pod wpływem promieniowania ultrafioletowego pochodzącego z centralnych rejonów układu protogwiazdowego. Naddźwiękowe prędkości gazu w wypływach molekularnych sprawiają, że należy się spodziewać fal uderzeniowych w miejscach, gdzie wypływ zderza się z materią otaczającą protogwiazdę. Różne warunki gazu otaczającego naddźwiękowy strumień materii będą warunkować różne typy fal uderzeniowych (Draine 1980). Ciągłe fronty fal uderzeniowych (typu C) charakteryzują się występowaniem pola magnetycznego i relatywnie niskimi prędkościami wypływów (poniżej  $30 \text{ km s}^{-1}$ ), co przekłada się na niską jonizację ośrodka (Rys. 7). Parametry fizyczne gazu zmieniają się płynnie, stąd nazwa typu fal uderzeniowych (od angielskiego słowa *continuous*). Temperatury frontów fal uderzeniowych tego typu osiągają maksymalnie  $10^3 \text{ K}$ , co sprawia, że zwykle nie dysocjują molekuł. Linie molekularne wzbudzone w wyniku przejścia frontu fal uderzeniowych typu C charakteryzują się szerokimi profilami. Z kolei fale uderzeniowe typu skokowego (typu J, od angielskiego słowa *jump*) występują tam, gdzie pole magnetyczne jest zaniedbywalnych wartości. Mogą osiągnąć dużo wyższe temperatury niż fale uderzeniowe typu C, a co za tym idzie przy odpowiednich prędkościach mogą dysocjować molekuły. Obserwacyjnie charakteryzują się wąskimi profilami linii emisyjnych.



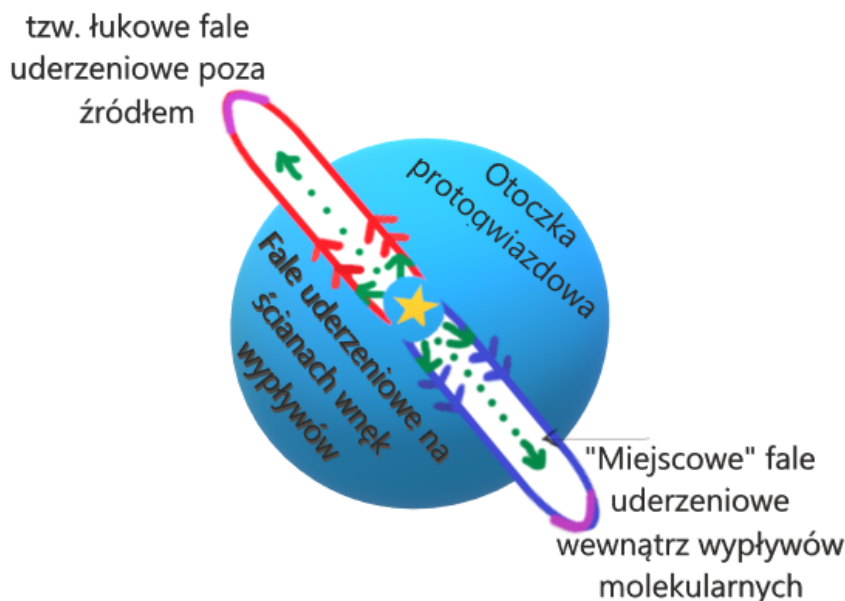
Rysunek 7: Zmiana temperatury (linia ciągła), gęstości wodoru (linia kropkowana) i prędkości w odniesieniu do otaczającego gazu (linia przerywana) w funkcji odległości  $x$  w dwóch rodzajach fal uderzeniowych występujących m.in. w otoczeniu protogwiazd.  $n_a$  oznacza gęstość wodoru otoczenia (przed frontem fali uderzeniowej). Na Rysunku znajdują się także schematy natężenia  $I_V$  obserwowanej linii emisyjnej w funkcji prędkości frontu fali uderzeniowej  $v_s$ . Źródło: opracowanie własne na podstawie Hollenbach (1997).

Wokół małowasywnych protogwiazd zaobserwowano linie CO aż do przejść rotacyjnych  $J=49-48$  (Herczeg et al. 2012, Goicoechea et al. 2012). Obserwacje przyczyniły się do odkrycia ciepłego (ok. 300 K) i gorącego (700-800 K) komponentu gazu (Green et al. 2013, Karska et al. 2013), a dla źródeł o wyjątkowo jasnej emisji CO zareportowano istnienie bardzo gorącego ( $> 1000$  K) komponentu gazu (Manoj et al. 2013). Kristensen et al. (2013) i Mottram et al. (2014) zaproponowali interpretacje, w której chłodny (poniżej 100 K), atomowy i neutralny wiatr protogwiazdowy rozprzestrzenia się w dużej skali odległości (Rys. 8). Informacje o tym wietrze niosą niskie przejścia CO o niskiej prędkości (5-20 km s<sup>-1</sup>). W wyniku przejścia fali uderzeniowej następuje wzrost temperatury gazu. W ten sposób autorzy tłumaczą występowanie ciepłego komponentu gazu oraz szerokich profili linii poruszającego się gazu. Gorący komponent łączony się z generowaniem tzw. miejscowych frontów fal uderzeniowych (ang. *spot shock*), które występują w pobliżu miejsca, gdzie wolny wiatr protogwiazdowy zderza się z otoczką lub ścianami wnęki. Inne wytłumaczenie (Yvart et al. 2016) zakłada występowanie magneto-hydrodynamicznego wiatru dyskowego zawierającego pył. Takie przyspieszenie nie będzie dysocjować molekuł, ale tłumaczy szerokie profile linii CO. We wczesnym stadium ewolucji protogwiazd wiatr ten jest na tyle gęsty, że chroni molekuły przed fotodysocjacją. W miarę jak zwiększa się kąt rozwarcia wpływów molekularnych i gęstość wiatru spada, więcej fotonów UV może dysocjować molekuły we wnętrzu wypływu. Niektórzy autorzy (np. Lee et al. 2015) próbują tłumaczyć ciepły komponent w drabinie CO za pomocą modelu zawierającego jedynie promieniowanie UV. Jednak ten model zawodzi w dużym zakresie przejść CO i nie tłumaczy występowania gorącego komponentu gazu. Kristensen et al. 2017 porównując wyniki obserwacji CO i H<sub>2</sub>O, doszli do wniosku, że za ciepły komponent gazu odpowiadają fale uderzeniowe lub wiatr protogwiazdowy, natomiast gorący komponent jest wyraźnie związany z przejściem fali uderzeniowej, wykluczając scenariusz typowego PDRu w dużych skalach odległości od protogwiazdy (ok. 1000 j.a.).

Molekuła CO może być wzbudzana także w wyniku przejścia fal uderzeniowych, dlatego poszukiwano alternatywnych metod potwierdzenia obecności promieniowania ultrafioletowego wokół małowasywnych protogwiazd. Na podstawie obserwacji zjonizowanych wodorków (Kristensen et al. 2013) stwierdzono, że obserwowane prędkości są dużo niższe niż charakterystyczne dla fal uderzeniowych dysocjujących gaz, stąd przypuszczenie, że dysocjacja musi następować w wyniku innego procesu niż tylko interakcja gazu z frontem fali uderzeniowej. Istotną rolę promieniowania ultrafioletowego we wnętrzu wpływów molekularnych potwierdziły inne badania zjonizowanych wodorków (Benz et al. 2016), wyznaczając również strumień promieniowania UV. Dla małowasywnych protogwiazd oszacowania te wahają się pomiędzy 2-400 razy więcej niż w średnia wartość w przestrzeni międzygwiazdowej. Analogiczna metoda pokazała, że promieniowanie ultrafioletowe wokół masywnych protogwiazd wynosi 20-200 razy więcej niż ISRF w przypadku metody wykorzystującej linie absorpcyjne i 300-600 razy więcej niż ISRF w przypadku wykorzystania linii emisyjnych. Cytowane badania nie wykazały obecności promieniowania rentgenowskiego w analizowanej próbce.

Porównanie obfitości molekuł CO, H<sub>2</sub>O i OH pozwoliły na określenie parametrów fal uderzeniowych powstających w wyniku oddziaływania wpływów molekularnych z otoczką (Karska et al. 2014a). Popularne modele fal uderzeniowych (Kaufman & Neufeld 1996) nie odzwierciedlały obserwowanych

stosunków linii ww. molekuł. Niezgodność obserwacji z modelami sięgała dwóch rzędów wielkości, a kolejną rozbieżnością obserwacji z modelami jest brak molekularnego tlenu, który powinien występować w dużych ilościach. Zaktualizowane modele fal uderzeniowych, które uwzględniają promieniowanie UV rzędu 0.1 – 10 przeciętnego ISRF, dużo lepiej zgadzają się z obserwacjami dla szerokiego zakresu parametrów fali uderzeniowych (Karska et al. 2018). Obecność ultrafioletowych fotonów w środowisku, przez które przechodzi fala uderzeniowa, jonizuje część gazu przed frontem fali, przez co gaz ten jest gorętszy i bardziej skompresowany w porównaniu do modeli nieoświetlonych przez promieniowanie UV. W ciepłym gazie ( $> 300$  K) po przejściu fali uderzeniowej cały dostępny tlen powinien zostać zamieniony w wodę (np. Bergin et al. 1998). Kristensen et al. 2017 zaobserwowali niezgodność obserwacji obfitości wody z modelowymi założeniami, co doprowadziło do przypuszczenia, że nie cały tlen jest zamieniony w wodę. Autorzy pokazali, że już niewielkie pole UV ( $G_0 \sim 10^{-1} - 1$ ) pozwala na dysocjację wody i odtworzenie obserwowanych obfitości tej molekuly w wypływach molekularnych. Powyższe badania rzucają światło na wpływ promieniowania ultrafioletowego na warunki fizyczno-chemiczne wokół małomasywnych protogwiazd oraz pokazują, że jest to kwestia bardziej skomplikowana niż dotychczas sądzono.



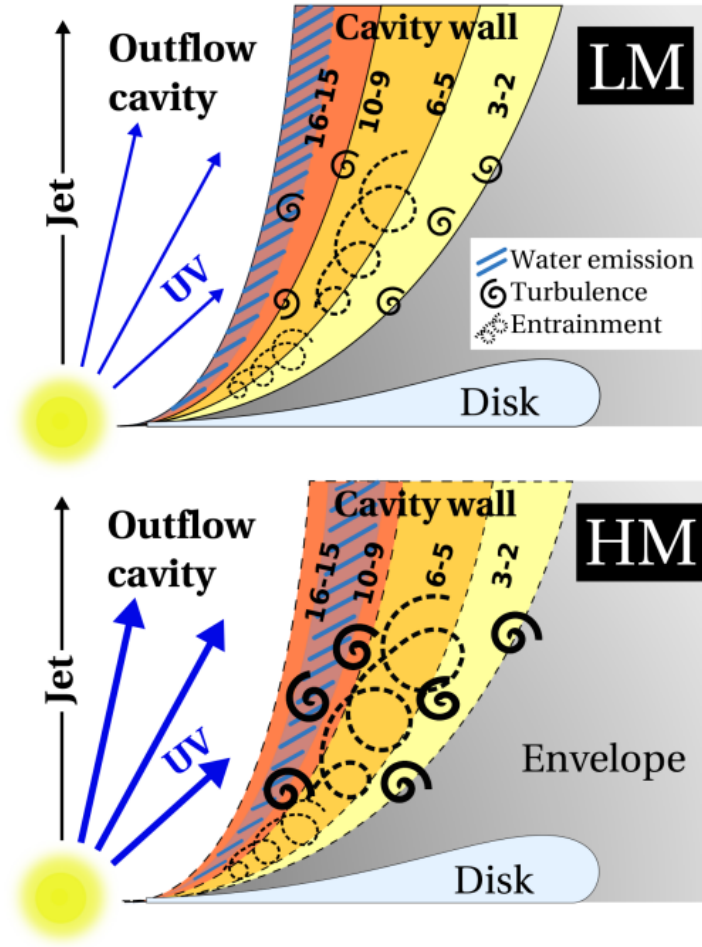
Rysunek 8: Schemat przedstawiający miejsca występowania różnych typów fal uderzeniowych wokół protogwiazdy. W pobliżu protogwiazdy powstają fale oświetlane promieniowaniem UV, które tworzą tzw. miejscowe fale uderzeniowe przypominające fale uderzeniowe typu J. Wzdłuż ścian wypływów, na granicy między wypływem a otoczką, powstają fale uderzeniowe typu C. Na froncie fali uderzeniowej, w największej odległości od protogwiazdy, powstają łukowe fale uderzeniowe, które mogą, lecz nie muszą prowadzić do dysocjacji molekuł poprzez wytworzone promieniowanie UV. Źródło: opracowanie własne na podstawie Mottram et al. (2014).

### 1.4.3 Znaczenie promieniowania UV w procesach powstawania gwiazd

Oszacowane pola promieniowania UV w wypływach molekularnych wokół małowasywnych protogwiazd są dalekie od klasycznych obszarów fotodysocjacyjnych, które charakteryzują się promieniowaniem rzędu  $10^3 - 10^5$  ISRF (Hollenbach & Tielens 1997). Tak silne pole fotonowe odgrywa ważną rolę w reakcjach chemicznych badanego obszaru. Ostatnie badania pokazują, że modele PDR mogą tłumaczyć istnienie złożonych molekuł organicznych (ang. Complex Organic Molecule, COM) i niektórych mniejszych węglowodorów (Tychoniec et al. 2021b). Obszary fotodysocjacji wokół masywnych protogwiazd są bliższe klasycznemu modelowi PDR. Już w 1974 roku Kahm zauważył, że masywne protogwiazdy produkują promieniowanie ultrafioletowe, które wywiera silne ciśnienie na otaczającą materię, a w efekcie może prowadzić do jej rozproszenia i zatrzymania dalszej akrecji (Kahm 1974). Ostatecznie obiekty te produkują wystarczająco dużo promieniowania UV, żeby zjonizować otaczającą materię, co nazywamy stadiem hiperkompaktowego lub ultrakompaktowego regionu H II. Jeżeli to promieniowanie sięga skali parseków i powoduje jonizację nie tylko otaczającej materii, ale również macierzystego obłoku molekularnego, protogwiazda zyskuje miano kompaktowego lub klasycznego regionu H II. Promieniowanie ultrafioletowe jest więc nieodłącznym elementem ewolucji masywnych YSO, które w efekcie tworzą klasyczne obszary fotodysocjacyjne (np. Kurtz 2005).

W porównaniu do swoich małowasywnych odpowiedników masywne protogwiazdy charakteryzują się silniejszymi polami fotonowymi, wyższą temperaturą gazu oraz większym poziomem turbulencji otaczającego gazu (np. Herpin et al. 2021). Formują się w gęstszym ośrodku i powstają najczęściej w gromadach. Promieniowanie jonizujące w okolicach masywnych protogwiazd może mieć wiele źródeł. Jeżeli powierzchnia emitująca protogwiazdy przekroczy  $10^4$  K, będzie ona produkować fotony UV proporcjonalnie do powierzchni promieniującej. Akrecja materii na protogwiazdę oraz dżety wytwarzają fale uderzeniowe, które są źródłem promieniowania ultrafioletowego oraz rentgenowskiego. Również protogwiazdowa korona emituje energetyczne fotony UV oraz X (Benz & Güdel 2010). Modele astrochemiczne pokazują, że w przypadku masywnych protogwiazd oddziaływanie promieniowania rentgenowskiego lepiej oddaje obserwowane obfitości niektórych molekuł niż reakcje możliwe pod wpływem mniej energetycznego promieniowania ultrafioletowego (Stäuber et al. 2005). Takie molekuły jak  $\text{N}_2\text{O}$ ,  $\text{HNO}$ ,  $\text{SO}$ ,  $\text{SO}^+$ ,  $\text{HCO}^+$ ,  $\text{CO}^+$ ,  $\text{OH}^+$ ,  $\text{N}_2\text{H}^+$ ,  $\text{SH}^+$  and  $\text{HSO}^+$  są typowymi znacznikami promieniowania X. Wysokoenergetyczne promieniowanie rentgenowskie oraz promieniowanie kosmiczne produkuje wtórne elektrony, które odpowiadają za wzbudzenie molekuł, a te z kolei powracając do stanu podstawowego, emitują rozproszony strumień promieniowania UV (Prasad & Tarafdar 1983). Promieniowanie ultrafioletowe w okolicy masywnych protogwiazd ma więc złożony charakter i może powstawać w różnych procesach fizycznych.

Stäuber et al. (2004) w trakcie badań nad wpływem promieniowania ultrafioletowego na reakcje chemiczne w otoczkach młodych obiektów gwiazdowych odkryli, że molekuła  $\text{CO}^+$  będzie dobrze wyznaczać obszary oświetlone promieniowaniem UV. Na tej podstawie pole promieniowania UV wokół masywnych protogwiazd zostało określone jako  $10^3$ - $10^4$   $G_0$  (np. Jørgensen et al. 2006, Stäuber et al. 2007, Bruderer et al. 2009a). Innymi typowymi wyznacznikami PDRów jest  $\text{C}^+$  oraz zjonizowane wodorki (w szczególności  $\text{OH}^+$  i  $\text{CH}^+$ ). Obserwacje zjonizowanych wodorków sugerują grzanie gazu



Rysunek 9: Schemat przedstawiający obszary emitujące linie  $\text{H}_2\text{O } 2_{02-111}$  oraz rotacyjnie wzbudzone linie CO w ścianach wnek molekularnych (ang. *Cavity wall*) małowasywnych protogwiazd (LM, górny panel) i masywnych protogwiazd (HM, dolny panel). Czarna strzałka oznacza kierunek wypływu molekularnego i dżetu (ang. *jet*). Niebieskie strzałki obrazują kierunki rozchodzenia się fal UV, a jasnoniebieski obszar przedstawia dysk (ang. *disk*) protogwiazdowy. Na białym tle zobrazowano wnękę wypływu molekularnego (ang. *Outflow Cavity*), a na szarym tle otoczkę (ang. *Envelope*) protogwiazdową. Niebieski zakresowany obszar oznacza występowanie linii  $\text{H}_2\text{O } 2_{02-111}$ , natomiast czerwony, pomarańczowy i żółty odpowiednio emisję wysokich, średnich i niskich przejść rotacyjnych CO. Znakem spirali oznaczone są turbulencje, a spiralna przerywana linia oznacza kierunek wchłaniania gazu do wypływu molekularnego. Grubość strzałek i symoli oddaje innetnsywność przedstawionych zjawisk. Źródło: San José-García et al. 2016.

w falach uderzeniowych, które jednocześnie są oświetlone przez promieniowanie UV pochodzące od protogwiazdy (Benz et al. 2016). Pole fotonowe w tym przypadku zostało określone na kilkaset razy większe niż standardowe pole promieniowania ośrodka międzygwiazdowego na dystansie 0,1 pc od masywnej protogwiazdy.

Wielu badaczy szukało powiązań między procesami formowania się lepiej poznanych i liczniejszych małowasywnych protogwiazd oraz ich masywnych odpowiedników. Część badaczy uważa, że pod pewnym względami masywne protogwiazdy są przeskalowaną wersją małowasywnych młodych obiektów gwiazdowych (np. Shepherd 2003, San José-García et al. 2013). Podobieństwa i różnice struktury wypływów molekularnych z uwzględnieniem warstwy wody i dwutlenku węgla przedstawia Rys. 9 (San José-García et al. 2016). Na rysunku widoczny jest schemat wypływów molekularnych w przypadku małowasywnych i masywnych protogwiazd. Ściany wnęki wypływów molekularnych podzielone są na obszary o różnych cechach fizycznych, odpowiadającym emisji CO o niskich ( $J < 5$ ), średnich ( $5 \leq J < 10$ ) i wysokich ( $J > 10$ ) przejściach rotacyjnych. Warstwy materii ścian wnęki wypływów molekularnych są poddane turbulentnym ruchom. Na schemacie odnoszącym się do małowasywnych protogwiazd woda znajduje się najbliżej wnęki molekularnej. Występuje ona niezależnie od cieplej warstwy CO o średnich przejściach rotacyjnych (Yildiz et al. 2013), co sugeruje, że potrzebna jest wyższa temperatura i gęstości do wzbudzenia linii  $\text{H}_2\text{O } 2_{02}-1_{11}$ . Natomiast w przypadku masywnych protogwiazd zauważono korelację położenia linii wody ze średnimi i wysokimi przejściami rotacyjnymi molekuly CO. Różnica ta może zostać wytłumaczona wyższymi polami fotonowymi we wnękach wypływów molekularnych pochodzących od masywnych protogwiazd. Promieniowanie to fotodysocjuje molekuły wody w najbardziej wewnętrznej warstwie ścian wypływów molekularnych, ale bardziej wewnętrzne warstwy są chronione przez nagromadzoną materię. Promieniowanie UV nie jest tak silne w przypadku małowasywnych protogwiazd, dlatego duża część molekuł wody, która została poddana działaniu fal uderzeniowych jest w stanie przetrwać w najbardziej wewnętrznej warstwie ścian wypływów molekularnych. Alternatywny scenariusz zakłada większe turbulencje gazu w otoczeniu masywnych protogwiazd, co prowadzi do większego mieszania się materii i w efekcie nie tak klarownego podziału na warstwy jak w przypadku małowasywnych protogwiazd. Różny mechanizm wzbudzania cząsteczek wody w okolicy małowasywnych i masywnych protogwiazd prowadzi do konkluzji, że te systemy należy jednak rozpatrywać oddzielnie, a odmienne procesy fizyczne (lub ich nasilenie) będą prowadziły do zróżnicowanego składu chemicznego tych typów obiektów protogwiazdowych.

## 1.5 Motywacja i cele naukowe pracy doktorskiej

Poprzednie badania pokazały, że promieniowanie ultrafioletowe wyraźnie wpływa na procesy fizyczne i reakcje chemiczne otoczenia młodych obiektów gwiazdowych. Niniejsza praca ma na celu pogłębienie tego tematu poprzez porównanie emisji UV i jej znaczenia w powstawaniu małowasywnych i masywnych protogwiazd na przykładzie obiektów w centralnej części obłoku molekularnego w Ogonie Węża oraz masywnej protogwiazdy DR21 w Łabędziu. Poprzez obserwacje dużych obszarów obłoków molekularnych możliwe jest zbadanie rozkładu przestrzennego promieniowania ultrafioletowego w wypływach molekularnych kilku małowasywnych protogwiazd oraz wzdłuż potężnego wypływu od masywnego źródła DR21. W pracy postawiono następujące pytania badawcze:

- Jaka jest morfologia i rozkład przestrzenny obszarów poddanych wpływowi promieniowania ultrafioletowego?

- Czy promieniowanie ultrafioletowe występujące wokół małowasywnych protogwiazd jest w stanie dysocjować molekułę HCN?
- Czy modele chemiczne z wykorzystaniem reakcji fotodysocjacji molekuły HCN są pomocne w określeniu natężenia promieniowania UV w obszarach formujących gwiazdy?
- Jakie są główne kanały chłodzenia gazu w regionie H II oraz masywnym wypływie molekularnym na dużych skalach?
- Jakie warunki fizyczne prowadzą do wzbudzania atomów i molekuł w różnych częściach składowych otoczenia obiektu DR21?
- Czy metody stosowane w wyznaczaniu parametrów fizycznych występujących wokół masywnych protogwiazd mogą zostać wykorzystane do opisu ich małowasywnych odpowiedników?

## 2 Obserwacje

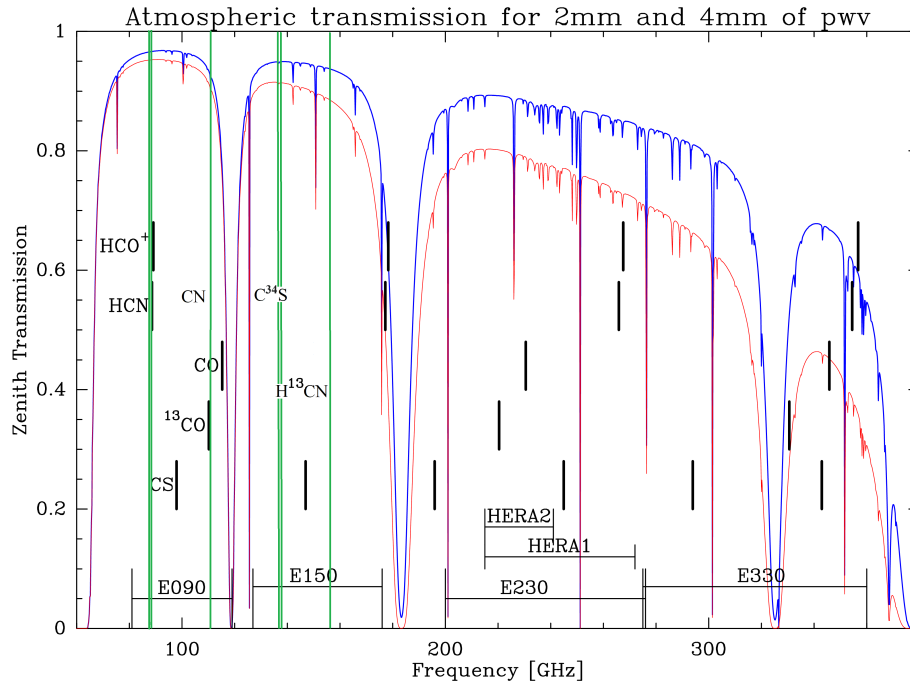
Gwiazdy formują się w obłokach molekularnych, w bardzo gęstym ośrodku pochłaniającym światło widzialne i ultrafioletowe. Ekstynkcja maleje wraz ze wzrostem długości fali elektromagnetycznej, dlatego młode obiekty gwiazdowe badane są przeważnie w zakresie podczerwonym i submilimetrowym. W zakresie milimetrowym oraz submilimetrowym odbieramy emisję przejść rotacyjnych wielu molekuł, która niesie informacje o warunkach fizyczno-chemicznych w otoczeniu nowo powstających gwiazd. W podczerwonym paśmie promieniowania elektrometrycznego znajdują się wzbronione linie pierwiastków lekkich takich jak [O I] czy [C I], które występują w obszarach fotodysocjacyjnych. Największą trudnością w obserwacjach przejść atomowych i molekularnych w podczerwieni i zakresie submilimetrowym jest słaba przepuszczalność atmosferyczna na tych długościach fal elektromagnetycznych. Para wodna znajdująca się w ziemskiej atmosferze blokuje dość duży zakres widma elektromagnetycznego. Jej stężenie maleje wraz ze wzrostem wysokości nad powierzchnią morza. Aby zminimalizować wpływ ziemskiej atmosfery na obserwacje astronomiczne obserwatoria submilimetrowe lokuje się wysoko w górach oraz w rejonach o niskiej wilgotności. W zakresie podczerwonych obserwacje prowadzi się ze specjalnych balonów (np. BICE - ang. *Balloon-borne Infrared Carbone Explorer* czy GUSTO - ang. *Galactic / Extragalactic ULDB Spectroscopic Terahertz Observatory*) lub samolotów (np. KAO - ang. *Gerard P. Kuiper Airborne Observatory* czy SOFIA - ang. *Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy*). Do obserwacji niektórych molekuł (np. wody) konieczne są misje kosmiczne (np. IRAS – ang. *Infrared Astronomical Satellite* czy Kosmiczne Obserwatorium Herschela). W tej pracy wykorzystane zostały dane pochodzące z teleskopów naziemnych IRAM i APEX, projektu SOFIA oraz Kosmicznego Obserwatorium Herschela, których opis znajduje się w kolejnych podrozdziałach.

### 2.1 IRAM (fr. *Institut de Radioastronomie Millimétrique*)

Teleskop dedykowany obserwacjom milimetrowym i submilimetrowym IRAM został ulokowany na wysokości 2850 m n.p.m. na szczycie góry Pico Veleta w hiszpańskiej Andaluzji. Obserwatorium działa od lat 80' ubiegłego wieku, notując wiele naukowych sukcesów: pierwszą detekcję SO<sub>2</sub> w atmosferze Io czy pierwszy pomiar stosunku linii molekularnych w skali 20 pc w innej galaktyce niż nasza (IRAM Annual Report 1991). Teleskop IRAM to 30-metrowa pojedyncza antena paraboliczna złożona z 420 aluminiowych paneli typu „plaster miodu” oraz dwumetrowego hiperbolicznego zwierciadła wtórnego. Za pomocą teleskopu IRAM 30m można obserwować linie w zakresie częstotliwości 73-350 GHz.

Obserwacje wykorzystane w niniejszej pracy zostały przeprowadzone pomiędzy 14 a 17 lipca 2009 w ramach projektu „HCN/CN as UV-tracers in YSO envelope-outflow interfaces”, którego koordynatorem był Lars E. Kristensen. Do obserwacji wykorzystano odbiornik EMIR (ang. *Eight Mixer Receiver*), który pozwala na jednoczesne obserwacje w dwóch pasmach: E90 o zakresie 73-117 GHz, E150 o zakresie 125-184 GHz, E230 o zakresie 202-274 GHz lub E330 o zakresie 277-350 GHz (Carter et al. 2012). Celem obserwacji była detekcja linii HCN  $J=1-0$ , CN  $J=1-0$  i CS  $J=3-2$ , dlatego zdecydowano się na wybór pasm E090 i E150. W wybranych pasmach odbiornika udało się zaobserwować także dodatkowe linie molekularne: H<sup>13</sup>CN  $J=1-0$ , H<sup>13</sup>CN  $J=2-1$  oraz C<sup>34</sup>S  $J=3-2$ . Przezroczystość

atmosfery dla wybranych pasm częstotliwości odbiornika EMIR wraz z naniesionymi obserwowanymi liniami przedstawia Rys. 10. Zakres częstotliwości odbiornika pokrywa  $\pm 53,59$  MHz wokół środka obserwowanej linii. Podczas obserwacji wykorzystano autokorelator VESPA (ang. *Versatile SPectrometer Array*) oraz megahercowe filtry, co pozwoliło na uzyskanie dobrej rozdzielczości widmowej: 39 kHz dla pasma E150 i 78 kHz dla pasma E090. Tabela 2 prezentuje listę linii molekularnych obserwowanych teleskopem IRAM wraz z ich częstotliwościami laboratoryjnymi i danymi przejść molekularnych, a także informacjami o rozmiarze i efektywności wiązki teleskopu na danej częstotliwości.



Rysunek 10: Modelowa przezroczystość atmosfery w czterech pasmach częstotliwości odbieranych przez teleskop IRAM dla dwóch wartości opadowej pary wodnej 2 mm (kolor niebieski) i 4 mm (kolor czerwony). Wykres przedstawia także niektóre linie molekularne możliwe do obserwacji w danych pasmach. Kolorem zielonym zaznaczono linie molekularne przedstawione w Tab. 2. Źródło: opracowanie własne na podstawie informacji ze strony teleskopu IRAM (<http://www.iram.es/IRAMES/mainWiki/EmirforAstronomers>).

Obserwacje zostały przeprowadzone w trybie OTF (ang. *On-The-Fly*), uzyskując mapy o wymiarach  $340'' \times 340''$ . Mapy zostały wyśrodkowane na współrzędnych  $(\alpha, \delta) = 18^h 29^m 49,6^s, +01^\circ 15' 20,5''$  oraz  $18^h 29^m 56,6^s, +01^\circ 14' 00,3''$ . Za pomocą oprogramowania CLASS należącego do pakietu GILDAS<sup>4</sup> dokonano połączenia obu map w jedną większą mapę oraz przeprowadzono dalszą redukcję danych. Profile spektralne zostały skorygowane o linię bazową oraz próbkowane do rozdzielczości  $0,5 \text{ km s}^{-1}$ .

<sup>4</sup><https://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS/>

Tabela 2: Linie obserwowane teleskopem IRAM

| Molekuła                 | Przejście | $E_u/k_B$<br>(K) | $n_{\text{crit}}$<br>( $\text{cm}^{-3}$ ) |   | Częstotliwość<br>(GHz) | Rozmiar wiązki<br>(") | Efektywność<br>$\eta_{\text{MB}}$ |
|--------------------------|-----------|------------------|-------------------------------------------|---|------------------------|-----------------------|-----------------------------------|
| HCN                      | 1-0       | 4.25             | $1.7 \times 10^5$                         | a | 88.631847              | 28                    | 0.81                              |
| $\text{H}^{13}\text{CN}$ | 1-0       | 4.14             | $1.3 \times 10^6$                         | a | 86.340184              | 29                    | 0.81                              |
|                          | 2-1       | 12.43            | $1.2 \times 10^6$                         | a | 172.677881             | 14                    | 0.68                              |
| CN                       | 1-0       | 5.45             | $1.1 \times 10^5$                         | a | 113.490985             | 22                    | 0.78                              |
| $\text{C}^{34}\text{S}$  | 3-2       | 13.9             | $4.4 \times 10^5$                         | b | 144.617109             | 16                    | 0.74                              |
| CS                       | 3-2       | 14.1             | $2.6 \times 10^5$                         | a | 146.969029             | 16                    | 0.74                              |

$E_u$  oznacza energię wyższego stanu energetycznego danego przejścia wyrażoną w K. Gęstością krytyczną  $n_{\text{crit}}$  nazywamy gęstość, dla której następuje wzbudzenie molekuly do danego stanu. Dane molekularne pochodzą z bazy danych LAMDA (ang. *Leiden Atomic and Molecular Database*, Schöier et al. 2005) oraz JPL (ang. *Jet Propulsion Laboratory*, Pickett et al. 1998).

*a* Dane z pracy Shirley 2015, zakładając przejście optycznie cienie dla temperatury wzbudzeniowej 50 K.

*b* Wyznaczone na podstawie danych z bazy danych JPL, zakładając temperaturę wzbudzeniową jako 50 K.

## 2.2 APEX (ang. *Atacama Pathfinder Experiment*)

APEX jest kolejnym naziemnym teleskopem wykorzystywanym do badania młodych obiektów gwiazdowych. W porównaniu do teleskopu IRAM można za jego pomocą uzyskać obserwacje linii w wyższych częstotliwościach (157-850 GHz). APEX ulokowany jest w Chile w regionie Atacama na wysokości 5100 metrów n. p. m., co zapewnia skuteczną redukcję wpływu pary wodnej w atmosferze ziemskiej na obserwacje astronomiczne. Lustro główne teleskopu APEX ma średnicę 12 m, a hiperboliczne zwierciadło wtórne 0,75 m. Podobnie jak IRAM wykonany jest z aluminium na montażu azymutalnym. Obserwacje wykorzystane w tej pracy zostały przeprowadzone za pomocą instrumentu CHAMP+ (Kasemann et al. 2006). Jest to czternasto elementowy odbiornik heterodynowy pozwalający na obserwacje w dwóch pasmach jednocześnie: 620–720 GHz i 780–850 GHz. Te pasma są szczególnie przydatne do obserwacji ciepłego gazu molekularnego poprzez średniowysokie przejścia rotacyjne CO  $J=6-5$ ,  $7-6$  i  $8-7$ .

Obserwacje za pomocą teleskopu APEX zostały wykonane 16 czerwca 2009 roku ( $^{12}\text{CO}$ ) oraz 23 października 2009 ( $\text{C}^{18}\text{O}$ ) w modzie OTF i kalibrowane poprzez zmianę pozycji (ang. *position switching*). Warunki pogodowe były bardzo sprzyjające. Dane obserwacyjne są dobrej jakości, dzięki zastosowaniu spektrometru z wykorzystaniem szybkiej transformaty Fouriera (ang. *Fast Fourier Transform Spectrometer*, FFTS) o rozdzielczości  $0,079 \text{ km s}^{-1}$  (Klein et al. 2006). W rezultacie otrzymano mapy o wymiarach  $340'' \times 340''$  ze średnią kwadratową (ang. *Root Mean Square*, RMS) emisji tła rzędu  $0,12\text{--}0,23 \text{ K}$  w zakresach  $0,5 \text{ km s}^{-1}$ . Dalsza redukcja danych została przeprowadzona za pomocą

Tabela 3: Linie obserwowane teleskopem APEX

| Molekuła                | Przejście | $E_u/k_B$<br>(K) | $n_{\text{crit}}$<br>( $\text{cm}^{-3}$ ) | Częstotliwość<br>(GHz) | Rozmiar wiązki<br>(") | Efektywność<br>$\eta_{\text{MB}}$ |
|-------------------------|-----------|------------------|-------------------------------------------|------------------------|-----------------------|-----------------------------------|
| $^{12}\text{CO}$        | 6-5       | 116.2            | $1.0 \times 10^5$ a                       | 691.473076             | 9                     | 0.48                              |
| $\text{C}^{18}\text{O}$ | 6-5       | 110.6            | $2.6 \times 10^5$ b                       | 658.553278             | 10                    | 0.48                              |

Dane molekularne pochodzą z bazy danych LAMDA oraz JPL.

a Dane z pracy Yıldız et al 2012.

b Wyznaczone na podstawie danych z bazy danych JPL, zakładając temperaturę wzbudzeniową jako 50 K.

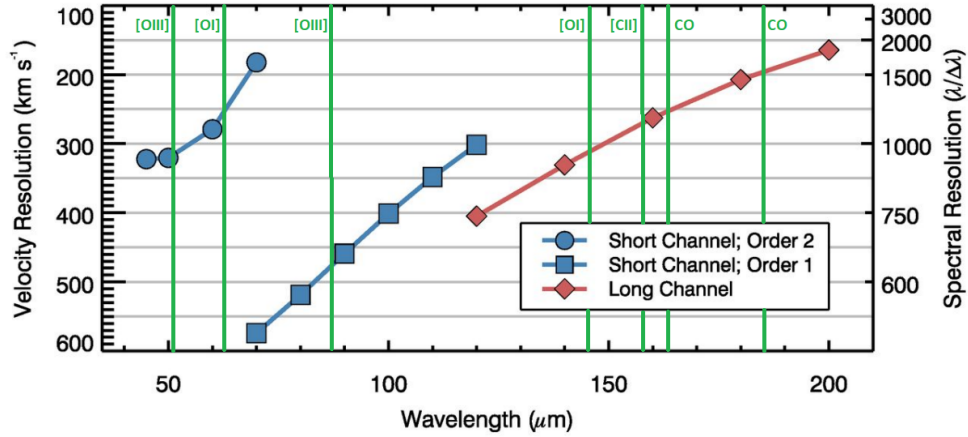
oprogramowania GILDAS oraz środowiska Python.

### 2.3 SOFIA (ang. *Stratospheric Observatory for Infrared Astronomy*)

SOFIA jest wspólnym projektem NASA (ang. *National Aeronautics and Space Administration*) i Niemieckiego Centrum Lotnictwa i Kosmonautyki DLR (niem. *Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt e.V.*), który był prowadzony w latach 2004-2022. Głównym instrumentem obserwacyjnym jest 2,69-ciometrowy teleskop typu Cassegraina zamontowany w zmodyfikowanym samolocie Boeing 747 SP (Young et al. 2012). Układ optyczny składa się z parabolicznego zwierciadła głównego oraz hiperbolicznego zwierciadła wtórnego o średnicy 0,35 m. Obserwacje wykonywane były podczas lotu, co miało na celu redukcję wpływu atmosfery ziemskiej na uzyskane w ten sposób dane. Samolot wykonywał loty stratosferyczne na wysokości 12-14 km n. p. m., gdzie para wodna występuje w znikomych ilościach.

Obserwacje wykorzystane w niniejszej pracy zostały przeprowadzone przy użyciu instrumentu FIFI-LS (ang. *Field Imaging Far-Infrared Line Spectrometer*), który posiada dwa niezależne kanały obserwacyjne: niebieski odpowiadający długościom w zakresie 51-120  $\mu\text{m}$  i czerwony pokrywający 115-203  $\mu\text{m}$  (Klein et al. 2014; Fischer et al. 2018). Oba detektory zawierają matrycę 25 x 16 pikseli, a dokładniej matrycę 5 x 5 pikseli przestrzennych i 16 pikseli spektralnych. Każdy piksel przestrzenny kanału niebieskiego pokrywa powierzchnię nieba 6" x 6", co sumarycznie zapewnia obserwacje o powierzchni 30" x 30". Piksele przestrzenne kanału czerwonego mają większe rozmiary, pokrywając 12" x 12", a więc w tym kanale pole widzenia teleskopu wynosi 1' x 1' (Observer's Handbook for Cycle 10<sup>5</sup>). Rozdzielczość prędkości waha się w granicach od 150  $\text{km s}^{-1}$  (niebieski kanał) do 600  $\text{km s}^{-1}$  (czerwony kanał). Wykres rozdzielczości prędkości i rozdzielczości widmowej wraz z naniesionymi długościami fal odpowiadającymi obserwacjom wykorzystanym w tej pracy przedstawia Rys. 11.

<sup>5</sup>: <https://www-sofia.atlassian.net/wiki/spaces/OHFC1/overview>



Rysunek 11: Rozdzielczość prędkości (lewa oś) i spektralna (prawa oś) instrumentu FIFI-LS na teleskopie SOFIA w funkcji długości fali. Niebieskie punkty odpowiadają niebieskiemu kanałowi, a czerwone - czerwonemu kanałowi. Kolorem zielonym zaznaczono linie atomowe i molekularne przedstawione w Tab. 4. Źródło: opracowanie własne na podstawie "Observer's Handbook for Cycle 10".

Pierwszy pakiet danych pochodzi z obserwacji Czasu Gwarantowanego (GTO, ang. *Guaranteed Time Observations*) w ramach projektu nr 87<sub>0</sub>001, którego koordynatorem był Randolph Klein. Obserwacje zostały wykonane 23 października 2015 roku. Komplementarne dane otrzymane w ramach czasu przyznawanego przez dyrekcję obserwatorium (DDT, ang. *Directors Discretionary Time*) zaobserwowano w dniach 13 listopada 2019 i 14 stycznia 2022 w ramach projektu pt. „Completing the FIFI-LS observations of DR21” (projekt nr 75<sub>0</sub>046, koordynator: Randolph Klein). Dane molekularne obserwowanych linii przedstawia Tabela 4.

Obserwacje przeprowadzono w modzie OTF, dzięki czemu otrzymano mozaikę 20 obserwacji. Każda z obserwacji pokrywa 30'' nieba, co odpowiada polu widzenia niebieskiego kanału detektora. Wszystkie mapy są wyśrodkowane na współrzędnych  $(\alpha, \delta) = 20^{\text{h}}39^{\text{m}}00,8^{\text{s}}, +42^{\circ}19'47,7''$ . Dane zostały zredukowane standardową procedurą (FIFI-LS pipeline v.2.3.0) przez Centrum Naukowe projektu SOFIA. Procedura ta składa się z następujących kroków: sprawdzenia nagłówka pliku, podziału wycinku obserwacji, rekonstrukcji strumienia poprzez dopasowanie linii napięcia, odjęcia emisji tła, obliczenia obserwowanej długości fali w każdym pikselu, kalibracji przestrzennej, aplikowania poprawek w zależności od detektora, korekty na absorpcję w atmosferze (z użyciem modeli ATRAN), kalibracji strumienia, korekty długości fali do barycentrum układu Ziemia-Słońce, próbkowania i zapisu końcowego produktu.

Dokładność kalibracji strumienia została określona na ok. 10 % (Fischer et al. 2018), a dodatkowe 10 % niepewności założono z powodu efektów atmosferycznych, które najbardziej wpływają na linie [O I] na 63.18  $\mu\text{m}$  (Sperling et al. 2021; Le et al. 2023). Linia ta znajduje się blisko tellurycznej linii pary wodnej, a przezroczystość atmosfery ziemskiej na długości fali linii [O I] waha się pomiędzy 78% a 82% w zależności od parametrów lotu samolotu misji SOFIA.

Tabela 4: Linie obserwowane instrumentem FIFI-LS

| Molekuła/atom | Przejście                             | $\lambda$<br>( $\mu\text{m}$ ) | $E_u/k_B$<br>(K) | $A_u$<br>( $\text{s}^{-1}$ ) | $g_u$ | Data obserwacji |
|---------------|---------------------------------------|--------------------------------|------------------|------------------------------|-------|-----------------|
| CO            | 14-13                                 | 185.99                         | 580.5            | 2.7(-4)                      | 29    | 13.11.2019      |
| CO            | 16-15                                 | 162.81                         | 751.7            | 4.1(-4)                      | 33    | 08.01.2022      |
| [O I]         | $^3\text{P}_1 - ^3\text{P}_2$         | 63.18                          | 227.7            | 8.7(-5)                      | 3     | 23.10.2015      |
| [O I]         | $^3\text{P}_0 - ^3\text{P}_1$         | 145.53                         | 98.8             | 1.7(-5)                      | 1     | 23.10.2015      |
| [C II]        | $^2\text{P}_{3/2} - ^2\text{P}_{1/2}$ | 157.74                         | 91.2             | 2.3(-6)                      | 4     | 23.10.2015      |
| [O III]       | $^3\text{P}_2 - ^3\text{P}_1$         | 51.81                          | 162.58           | 9.8(-5)                      | 5     | 13.11.2019      |
| [O III]       | $^3\text{P}_1 - ^3\text{P}_0$         | 88.35                          | 162.84           | 2.7(-5)                      | 3     | 08.01.2022      |

Dane molekularne pochodzą z bazy danych LAMDA oraz JPL, zakładając temperaturę gazu równą 300 K. Dane dla [O I] pochodzą z pracy Goldsmith 2019 przy założeniu temperatury równej 100 K, natomiast dla [C II] - z pracy Goldsmith et al. 2012 przy takim samych założeniach. Dane atomowe dla [O III] pochodzą z pracy Moore 1985.

Dalsze opracowanie danych zostało wykonane za pomocą programu FLUXER v.2.78<sup>6</sup> oraz środowiska Python.

## 2.4 Kosmiczne Obserwatorium Herschela

Wszystkie obserwacje opisane powyżej były narażone na (mniejszy bądź większy) wpływ ziemskiej atmosfery. Najcenniejsze dane z zakresu podczerwieni i submilimetrowego pochodzą jednak z przestrzeni kosmicznej, ponieważ nie trzeba ich redukować na obecność linii tellurycznych. Kosmiczne Obserwatorium Herschela było teleskopem kosmicznym zbudowanym przez Europejską Agencję Kosmiczną (ESA, ang. *European Space Agency*). Teleskop pracował od maja 2009 do kwietnia 2013 w punkcie  $L_2$  układu Ziemia-Słońce. Był to typowy teleskop układu Cassegraina z lustrem głównym o średnicy 3,5 m, które składało się z 12 segmentów. Lustro wtórne było dużo mniejsze (o średnicy 30,8 cm), co sprawiło, że średnica efektywna głównego zwierciadła zmniejszyła się do 3,28 m (Pilbratt et al. 2010). Był to największy kosmiczny teleskop działający w podczerwieni do czasu wystrzelenia Kosmicznego Obserwatorium Jamesa Webba w 2021 roku, który pracuje na krótszych długościach fali (do  $\sim 28\mu\text{m}$ ).

Kosmiczne Obserwatorium Herschela było wyposażone w trzy główne, komplementarne do siebie instrumenty: PACS (ang. *Photodetector Array Camera and Spectrometer*), SPIRE (ang. *Spectral and Photometric Imaging Receiver*) i HIFI (ang. *Heterodyne Instrument for the Far-Infrared*). SPIRE (Griffin et al. 2010) to fotometr i fourierowski spektroskop pokrywający zakres 194-672  $\mu\text{m}$ . Fotometr wykonywał zdjęcia jednocześnie na trzech długościach fali 250  $\mu\text{m}$ , 350  $\mu\text{m}$  i 500  $\mu\text{m}$  na obszarze 4' x 8'. Spektroskop pokrywał zakresy 194-313  $\mu\text{m}$  (krótkie fale; SSW, ang. *Spectrograph Short Wavelengths*) i

<sup>6</sup><http://ciserlohe.de/fluxer/fluxer.html>

Tabela 5: Linie obserwowane spektrografem SPIRE

| Molekuła/atom      | Przejście       | $\lambda$<br>( $\mu\text{m}$ ) | $E_u/k_B$<br>K |
|--------------------|-----------------|--------------------------------|----------------|
| CO                 | 4-3             | 650.25                         | 55.32          |
| [C I]              | $^3P_1-^3P_0$   | 609.0                          | 23.62          |
| $^{13}\text{CO}$   | 5-4             | 544.16                         | 79.33          |
| CO                 | 5-4             | 520.23                         | 82.97          |
| $^{13}\text{CO}$   | 6-5             | 453.5                          | 111.05         |
| CO                 | 6-5             | 433.56                         | 116.16         |
| $^{13}\text{CO}$   | 7-6             | 388.74                         | 148.06         |
| CO                 | 7-6             | 371.65                         | 154.87         |
| [C I]              | $^3P_2-^3P_1$   | 370.42                         | 62.46          |
| $^{13}\text{CO}$   | 8-7             | 340.18                         | 190.36         |
| CO                 | 8-7             | 325.23                         | 199.11         |
| $^{13}\text{CO}$   | 9-8             | 302.41                         | 237.93         |
| CO                 | 9-8             | 289.12                         | 248.88         |
| o-H <sub>2</sub> O | $3_{12}-3_{03}$ | 273.19                         | 249.4          |
| CO                 | 10-9            | 260.24                         | 304.16         |
| o-H <sub>2</sub> O | $3_{21}-3_{12}$ | 257.79                         | 305.3          |
| [N II]             | $^3P_1-^3P_0$   | 205.18                         | 70.10          |
| CO                 | 13-12           | 200.27                         | 503.13         |

Dane molekularne pochodzą z bazy danych LAMDA.

303–671  $\mu\text{m}$  (długie fale; SLW, ang. *Spectrograph Long Wavelengths*), co daje wielkość wiązki wahającą się w granicach 17'' - 42''.

Obserwacje wykorzystane w tej pracy były częścią Naukowej Fazy Demonstracyjnej (SDP, ang. *Science Demonstration Phase*), wykonane 19 listopada i 12 grudnia 2009 roku (obserwacje o numerach 1342187088 i 1342187904). Widma zostały uzyskane w trybie wysokiej rozdzielczości. Pole widzenia spektroskopu SPIRE wynosi 180'' x 180'' z odstępami między pikselami przestrzennymi wynoszącymi 33'' (dla SSW) i 51'' (dla SLW). Redukcja danych została przeprowadzona za pomocą oprogramowania HIPE v.14.0.3446, używając danych kalibracyjnych `spire_cal_14_3`. Listę linii obserwowanych za pomocą spektrometru SPIRE przedstawia Tabela 5.

### 3 Metodologia

W analizie danych obserwacyjnych został wykorzystany model przepływu promieniowania RADEX oraz astrochemiczny model Nahoon, jak również bazy danych zawierające informacje o własnościach molekuł, stałych szybkości ich zderzeń z  $H_2$  przy różnych własnościach fizycznych ośrodka oraz stałych szybkości reakcji chemicznych. Oba modele zostały opisane w kolejnych podrozdziałach. Zastosowanie metodologii opisanej w tym rozdziale pozwoliło na uzyskanie informacji na temat procesów fizycznych i chemicznych występujących w otoczeniu protogwiazd.

#### 3.1 Kod przepływu promieniowania RADEX

Obserwacje podczerwone i w zakresie submilimetrowym niosą informacje na temat struktury fizycznej i chemicznej badanych źródeł. Mogą one zostać zinterpretowane z pomocą kodów przepływu promieniowania. Kształt profilów obserwowanych linii zależy od gęstości i temperatury materii oraz od rozkładu prędkości gazu. Dostępne modele przepływu promieniowania najczęściej wykorzystują notację użytą w podręczniku Rybicki & Lightman (1979).

Istnieje wiele modeli przepływu promieniowania, które różnią się stopniem złożoności modelowanego układu: od podstawowych modeli zakładających równowagę termodynamiczną lub lokalną równowagę termodynamiczną (LTE, ang. *Local Thermodynamic Equilibrium*) do bardziej skomplikowanych kodów nierównowagowych (ang. non-LTE). W zamkniętym, izolowanym układzie materia i promieniowanie może osiągnąć stan równowagi. Do opisu takiego układu wystarczy jego temperatura. Przybliżenie to może jednak być zastosowane do ośrodków o bardzo wysokiej gęstości. Z tego powodu do modelowania ośrodka międzygwiazdowego większe zastosowanie mają kody zakładające stany nierównowagowe. W tym wypadku mamy do czynienia z kilkoma rodzajami temperatury:  $T_B$  - temperatura jasnościowa, czyli temperatura opisująca pole promieniowania,  $T_{kin}$  - temperatura kinetyczna związana z ruchem termicznym cząsteczek gazu,  $T_{ex}$  - temperatura wzbudzeniowa opisująca obsadzenia poziomów.

W idealnym stanie równowagi termodynamicznej prędkość cząsteczek  $v$  opisuje rozkład Maxella-Boltzmanna dla temperatury kinetycznej  $T_{kin}$ :

$$f(v) = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi k T_{kin}} \right)^{3/2} v^2 \exp \left( \frac{-mv^2}{2k T_{kin}} \right) \quad (2)$$

gdzie  $m$  to masa cząsteczki, a  $k$  oznacza stałą Boltzmanna. Rozkład Boltzmanna opisuje sposób obsadzenia poziomów energetycznych cząsteczki bądź atomu dla temperatury wzbudzeniowej  $T_{ex}$ . Wyższe  $n_u$  i niższe  $n_l$  poziomy danego przejścia są obsadzone według:

$$\frac{n_u}{n_l} = \frac{g_u}{g_l} \exp \left( -\frac{h\nu}{k T_{ex}} \right) \quad (3)$$

gdzie  $g_u$  i  $g_l$  oznaczają wagi statystyczne poszczególnych poziomów energetycznych (odpowiednio wyższego i niższego),  $\nu$  jest częstotliwością przejścia, a  $h$  stałą Plancka. Pole promieniowania dla danej

temperatury jasnościowej  $T_B$  może być opisane funkcją Plancka:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT_B}\right) - 1} \quad (4)$$

Opis przepływu promieniowania wymaga zdefiniowania wielkości, która charakteryzuje promieniowanie i niesie informację o kierunku, z którego go odbieramy. Natężenie promieniowania  $I_\nu$  definiowane jest jako ilość energii przepływającej przez powierzchnię normalną do drogi promieniowania na jednostkę częstotliwości, powierzchni, czasu, kąta bryłowego. Gdy promieniowanie przepływa przez ośrodek może zostać osłabione, a oświetlona materia może generować nowe promieniowanie. Zależność opisująca zmiany natężenia promieniowania na swojej drodze do obserwatora  $ds$  nazywamy równaniem przepływu promieniowania:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = j_\nu - \alpha_\nu I_\nu \quad (5)$$

gdzie  $j_\nu$  to współczynnik emisji, a  $\alpha_\nu$  współczynnik absorpcji materii. Stosunek tych dwóch współczynników znany jest jako funkcja źródłowa  $S_\nu = j_\nu/\alpha_\nu$ . Głębokość optyczna zdefiniowana jest jako absorpcja na drodze  $s$ :  $d\tau_\nu = \alpha_\nu ds$ , a więc równanie przepływu promieniowania (Równanie 5) może zostać przepisane jako:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0) \exp(-\tau_\nu) + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu(\tau_\nu') \exp[-(\tau_\nu - \tau_\nu')] d\tau_\nu' \quad (6)$$

gdzie  $I_\nu(0)$  opisuje pierwotne natężenie promieniowania źródła.

RADEX jest programem komputerowym opracowanym pierwotnie przez Johna Blacka i rozwiniętym przez naukowców związanych z Uniwersytetem w Lejdzie w Holandii (van der Tak et al. 2007). Został zaprojektowany do obliczania natężenia linii atomowych i molekularnych emitowanych przez jednorodny ośrodek. Jest to nierównowagowy (non-LTE) kod przepływu promieniowania zakładający równowagę statystyczną. RADEX uwzględnia procesy zderzeniowe i radiacyjne. W obłokach molekularnych cząsteczki wzbudzone są zderzeniowo, a partnerem zderzenia w ośrodku międzygwiazdowym jest najczęściej molekula  $H_2$ . Współczynnik zderzenia definiowany jako  $C_{ij} = K_{ij}n^{\text{col}}$  zależy od stałej zderzeniowej  $K_{ij}$  i gęstości partnera zderzenia  $n^{\text{col}}$ . W układzie dwupoziomowym w stanie równowagi termodynamicznej zachodzi równość:

$$n_1 C_{12} = n_2 C_{21} \quad (7)$$

gdzie  $n_1$  oraz  $n_2$  oznacza obsadzenie odpowiednio poziomu 1 i 2. Uwzględniając rozkład Boltzmanna (Równ. 3), powyższe równanie przybiera postać:

$$C_{12} = \frac{g_2}{g_1} C_{21} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (8)$$

Kod RADEX zakłada równowagę statystyczną, co w przypadku dwupoziomowego układu przybiera postać:

$$\begin{aligned} \frac{dn_1}{dt} &= -n_1(B_{12}\bar{J} + C_{12}) + n_2(A_{21} + B_{21}\bar{J} + C_{21}) \\ \frac{dn_2}{dt} &= n_1(B_{12}\bar{J} + C_{12}) - n_2(A_{21} + B_{21}\bar{J} + C_{21}) \end{aligned} \quad (9)$$

gdzie  $A_{ij}$  i  $B_{ij}$  to współczynniki Einsteina (odpowiednio emisji spontanicznej i absorpcji), a  $\bar{J}$  jest średnim natężeniem promieniowania scałkowanym po wszystkich częstotliwościach  $\bar{J} = \int_0^\infty J_\nu \phi(\nu) d\nu$ ,

a to z kolei definiowane jest jako średnie natężenie scałkowane po kącie bryłowym  $J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\Omega$ . Funkcja profilu  $\phi(\nu)$  jest natomiast krzywą obrazującą efektywność poszczególnych częstotliwości wokół laboratoryjnej częstotliwości linii  $\nu_0$ .

Korzystając z przybliżenia o prawdopodobieństwie ucieczki, można uprościć równania równowagi statystycznej (Równ. 9). Metoda prawdopodobieństwa ucieczki (Sobolev 1960) wprowadza parametr  $\beta$  opisujący prawdopodobieństwo opuszczenia obłoku przez nowo powstały foton. W tym przypadku średnie natężenie promieniowania scałkowane po wszystkich częstotliwościach przyjmie formę  $\bar{J} = S(1 - \beta)$ , a równania równowagi statystycznej:

$$\frac{dn_2}{dt} = n_1 C_{12} - n_2 \beta A_{21} - n_2 C_{21} \quad (10)$$

Parametr  $\beta$  zależy od geometrii badanego obiektu. Kod RADEX pozwala użytkownikowi wybrać geometrię (i) płasko-równoległej, jednorodnej płyty, (ii) statycznej, jednorodnej sfery lub (iii) ekspandującej sfery. Głównym ograniczeniem kodu RADEX jest brak możliwości modelowania ośrodka z gradientem gęstości czy temperatury.

Oprócz wyboru geometrii model przyjmuje jeszcze parametry gęstości kolumnowej molekuly, gęstości partnera zderzeń, czyli molekuly  $H_2$  oraz energii kinetycznej gazu. Jako emisja tła standardowo użyta jest wartość mikrofalowego promieniowania tła (CMB, ang. *Cosmic Microwave Background*) z pracy Fixsen & Mather 2002 o wartości  $2.725 \pm 0.001$  K. Program przyjmuje także dane molekularne wzbudzeń zderzeniowych danej molekuly. Dane molekularne w formacie przystosowanym do kodu RADEX zawiera baza danych LAMDA (ang. *Leiden Atomic and Molecular Database*, Schöier et al. 2005). W pierwszej iteracji RADEX rozwiązuje równanie równowagi statystycznej przy założeniu emisji optycznie cienkiej. W ten sposób otrzymujemy parametr prawdopodobieństwa ucieczki, liczbę obsadzeń oraz kolejne przybliżenie głębokości optycznej. Program znajduje rozwiązania dla obu poziomów i pola promieniowania w zadanym poziomie tolerancji.

Rezultatem działania programu jest informacja o możliwych przejściach zderzeniowych danej molekuly, ich laboratoryjnych częstotliwościach, temperaturze wzbudzeniowej modelowanej linii, obliczonej głębokości optycznej i syntetycznym natężeniu danej linii. RADEX ma więc swoje zastosowanie w oszacowaniu parametrów fizycznych gazu takich jak temperatura, gęstość czy gęstość kolumnowa obserwowanej molekuly. Program może zostać również użyty do wyznaczania przewidywalnych natężeń linii dla typowych warunków w danego rodzaju źródła, co jest przydatne w planowaniu obserwacji astronomicznych.

### 3.2 Astrochemiczny kod Nahoon

Reakcje chemiczne zachodzące w obiektach astrofizycznych są przedmiotem badań astrofizyków od połowy ubiegłego wieku (Bates & Spitzer 1951). Głównym wyzwaniem w tym temacie jest wyznaczenie stałych szybkości reakcji chemicznych zachodzących w ośrodku międzygwiazdowym. Informacje na temat stałych szybkości reakcji są udostępnione w wielu publikacjach naukowych. Z tego powodu powstały bazy danych i modele astrochemiczne, które traktują problem całościowo, uwzględniając

jednocześnie setki czy tysiące różnych reakcji chemicznych. Wśród najbardziej rozpowszechnionych modeli można wymienić:

- UDFA<sup>7</sup> (ang. *Umist Database For Astrochemistry*) służący do modelowania obłoków molekularnych (Millar et al. 1997)
- Alchemic<sup>8</sup> wykorzystywany w badaniu dysków protoplanetarnych (Semenov et al. 2010)
- kod Meudon<sup>9</sup> zawierający elementy chemii PDRów (Le Petit et al. 2006).

W niniejszej pracy skorzystano z bazy danych projektu KIDA<sup>10</sup> (ang. *KInetic Database for Astrochemistry*), który bazuje w dużej mierze na danych UDFA (Wakelam et al. 2015). Projekt ma na celu integrację środowiska astronomów i chemików w zastosowaniu stałych szybkości reakcji do modelowania warunków w obiektach astronomicznych. W efekcie powstała ciągle aktualizowana baza danych. W momencie pracy nad treścią niniejszej pracy zawierała ona 7509 reakcji.

W oparciu o bazę danych KIDA opracowano kod astrochemiczny Nahoon (Wakelam et al. 2012). Program rozwiązuje numerycznie kinetyczne równania chemiczne opisujące powstawanie i rozpad molekuł:

$$\frac{dn_i}{dt} = \sum_{l,m} k_{lm} n_l n_m - n_i \sum_{i \neq l} k_l n_l + k_i^{\text{des}} n_i^s - k_i^{\text{acc}} n_i \quad (11)$$

$$\frac{dn_i^s}{dt} = \sum_{l,m} k_{lm}^s n_l^s n_m^s - n_i^s \sum_{i \neq l} k_l^s n_l^s - k_i^{\text{des}} n_i^s + k_i^{\text{acc}} n_i \quad (12)$$

gdzie  $n_i$  i  $n_i^s$  to stężenia substancji chemicznych odpowiednio w fazie gazowej i na powierzchni drobin pyłu w jednostkach  $\text{cm}^{-3}$ , a  $k_l$  i  $k_{lm}$  to stałe szybkości reakcji w fazie gazowej odpowiednio pierwszego rzędu (w jednostkach  $\text{s}^{-1}$ ) i drugiego rzędu (w jednostkach  $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$ ). Reakcje pierwszego rzędu to reakcje, które zależą jedynie od stężenia jednego z reagentów. Szybkość reakcji drugiego rzędu jest natomiast proporcjonalna do iloczynu dwóch wartości stężenia reagentów.  $k_i^{\text{des}}$  i  $k_i^{\text{acc}}$  oznaczają odpowiednio stałe szybkości reakcji akrecji na ziarno pyłu oraz desorpcji z powierzchni pyłu w jednostkach  $\text{s}^{-1}$ , a  $k_{lm}^s$  i  $k_l^s$  - stałe szybkości reakcji na powierzchni drobin pyłu.

Aby rozwiązać kinetyczne równania chemiczne program Nahoon wykorzystuje współczynniki  $A$ ,  $B$  i  $C$  stałych szybkości reakcji chemicznych (baza KIDA). Stałe głównych reakcji zachodzących w ośrodku międzygwiazdowym zostały określone następującymi wzorami:

- reakcje neutralno-neutralne w fazie gazowej

$$k(T) = A(T/300)^B \exp(-C/T) \quad [\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}] \quad (13)$$

gdzie  $T$  oznacza temperaturę, w której zachodzi reakcja.

<sup>7</sup><http://udfa.ajmarkwick.net/>

<sup>8</sup><https://www2.mpia-hd.mpg.de/homes/semenov/>

<sup>9</sup><https://pdr.obspm.fr/>

<sup>10</sup><https://kida.astrochem-tools.org/help.html>

- fotodysocjacja

$$k = A \exp(-C A_v) \quad [\text{s}^{-1}] \quad (14)$$

gdzie  $A_v$  to ekstynkcja międzygwiazdowa<sup>11</sup>.

- jonizacja molekularnego wodoru przez promieniowanie kosmiczne

$$k = A \zeta \quad [\text{s}^{-1}] \quad (15)$$

gdzie  $\zeta$  oznacza strumień promieniowania kosmicznego i wtórnych elektronów.

Program Nahoon wylicza ewolucję stężeń dla zadanej temperatury i gęstości. Jest to tzw. wymiar zero lub 0D. Więcej zastosowań jednak mają obliczenia 1D, w rezultacie których otrzymujemy tablicę danych temperatury, gęstości i ekstynkcji międzygwiazdowej. Kod Nahoon zawiera test sprawdzający, czy zadane parametry mieszczą się w zakresach bazy danych KIDA.

Ograniczeniem zastosowania modelu Nahoon jest niepełna lista reakcji chemicznych uwzględnionych w obliczeniach w pewnych zakresach parametrów temperatury, gęstości i ekstynkcji gwiazdowej. Zdecydowana większość reakcji zawartych w bazie danych KIDA to reakcje fazy gazowej. W wersji *Nahoon\_kida.uva.2014* uwzględnionych jest tylko 13 reakcji na powierzchni drobin pyłu. Model nie bierze pod uwagę pozytywnie naładowanych drobin pyłu, które mogą odgrywać dużą rolę w ośrodkach o niskiej ekstynkcji międzygwiazdowej. Sieć chemiczna w bazie danych KIDA nie uwzględnia wielopierścieniowych węglowodorów aromatycznych (PAHs, ang. Polycyclic Aromatic Hydrocarbons) ze względu na duże niepewności w wyznaczaniu reakcji z nimi związanych (Wakelam et al. 2012).

---

<sup>11</sup>W przypadku fotodysocjacji molekuly we wewnętrznych częściach obłoku są mniej narażone na działanie fotonów UV (ang. self-shielding). W kodzie Nahoon zastosowano przybliżenie opisane w Lee et al. 1999, traktujące stałą szybkości fotodysocjacji jako funkcję ekstynkcji międzygwiazdowej. Podejście to zakłada również, że obłok jest oświetlany tylko z jednej strony.

## 4 Promieniowanie UV wokół małowasywnych protogwiazd

Niniejszy rozdział stanowi rozszerzenie publikacji Mirocha et al. (2021). Treść rozdziału została zaplanowana przez autorkę pracy we współpracy z promotorem pomocniczym (dr Agatą Karską). Większość zawartej w niej analizy, a w szczególności redukcja i opracowanie danych obserwacyjnych, przygotowanie wszystkich wykresów i obliczeń zawartych w rozdziale przeprowadziła autorka. Współautor Marcin Gronowski pomógł w stworzeniu modelu astrochemicznego oraz interpretacji astrochemicznej części pracy badawczej. Współautor Lars E. Kristensen dostarczył surowych danych obserwacyjnych. Współautorzy Łukasz Tychoniec, Daniel Harsono, Miguel Figueira oraz Michał Żółtowski uczestniczyli w dyskusjach na temat analizy wyników pracy. Współautor Marcin Gładkowski stworzył pierwsze wersje zredukowanych danych obserwacyjnych oraz skrypty zaadaptowane później na potrzeby redukcji danych.

Małowasywne protogwiazdy są lepiej poznanymi obiektami astronomicznymi niż ich masywne odpowiedniki. Wynika to z faktu, że są dużo bardziej liczne (Kroupa 2002), a ich ewolucja przebiega w wolniejszym tempie. Niemniej jednak wiele aspektów ich budowy i składu otoczenia wciąż pozostaje przedmiotem debat astronomów. Jedną z nich jest wpływ promieniowania ultrafioletowego na fizyczne i chemiczne procesy zachodzące w środowisku młodego obiektu gwiazdowego.

Z powstawaniem małowasywnych gwiazd związanych jest wiele zjawisk fizycznych. Zapadanie się gęstego jądra protogwiazdowego łączy się z wyrzutami bipolarnych wypływów molekularnych oraz formacją dysku protogwiazdowego (np. Frank et al. 2014, Li et al. 2014). Promieniowanie ultrafioletowe, oświetlające wnętrza wypływów molekularnych, może powstawać w procesie akrecji materii na centralny obiekt lub na frontach fal uderzeniowych (Spaans et al. 1995, van Kempen et al. 2009c, Visser et al. 2012, Drozdovskaya et al. 2015). Od charakteru powyższych procesów zależą warunki fizyczne i skład chemiczny w regionach formujących małowasywne gwiazdy.

Gęste otoczki protogwiazdowe otaczające protogwiazdy na najwcześniejszych etapach ewolucji pochłaniają większość promieniowania ultrafioletowego, przez co nie można go obserwować bezpośrednio. Pośrednią metodą oceny właściwości promieniowania UV w otoczeniu małowasywnych protogwiazd były obserwacje wysokich przejść tlenku węgla oraz wody wykonane w ramach projektu obserwacyjnego WISH (van Dishoeck et al. 2011). Do najważniejszych wniosków płynących z badań w ramach projektu WISH należą:

- scharakteryzowanie ciepłego komponentu gazu o temperaturze  $\sim 300$  K wraz z molekularnymi znacznikami występowania fal uderzeniowych (Herczeg et al. 2012; Goicoechea et al. 2012; Karska et al. 2013, 2018; Green et al. 2013; Manoj et al. 2013);
- detekcja niewielkich ilości wody w stosunku do molekularnego wodoru  $\sim 10^{-6}$  (Kristensen et al. 2017);
- detekcja wysokich obfitości produktów fotodysocjacji wody i innych wodorków, głównie OH (Wampfler et al. 2013; Benz et al. 2016);

- określenie regionu emisji zjonizowanych wodorków (molekuł  $\text{OH}^+$  i  $\text{CH}^+$ ) w zakresie 100 j.a. od protogwiazdy (Kristensen et al. 2013)
- wyznaczenie obserwowanego stosunku  $\text{H}_2\text{O}/\text{OH}$  i  $\text{CO}/\text{OH}$  jako zgodnego z modelami fal uderzeniowych oświetlanych fotonami UV (Karska et al. 2018).

Rezultaty te wskazują na wpływ promieniowania ultrafioletowego na najbliższe otoczenie małowasywnych protogwiazd. Bazowały one jednak na obserwacjach wykonanych za pomocą Kosmicznego Teleskopu Herschela, którego misja została zakończona w 2014 roku. W niniejszej pracy zastosowano więc niezależną metodę określenia właściwości promieniowania ultrafioletowego opartą na obserwacjach molekuł CN i HCN.

#### 4.1 Małowasywne protogwiazdy w gwiazdozbiorze Węża

Młode obiekty gwiazdowe w gwiazdozbiorze Węża zostały sklasyfikowane na podstawie obserwacji w podczerwieni już w latach 70-tych XX wieku (Strom et al. 1974). Główny obszar gwiazdotwórczy (ang. *Serpens Main*) jest częstym obiektem badań nad protogwiazdami ze względu na dużą ilość bardzo młodych źródeł (Klasy 0 i Klasy 1) oraz niewielką odległość wynoszącą  $436 \pm 9$  pc (Ortiz-León et al. 2017).

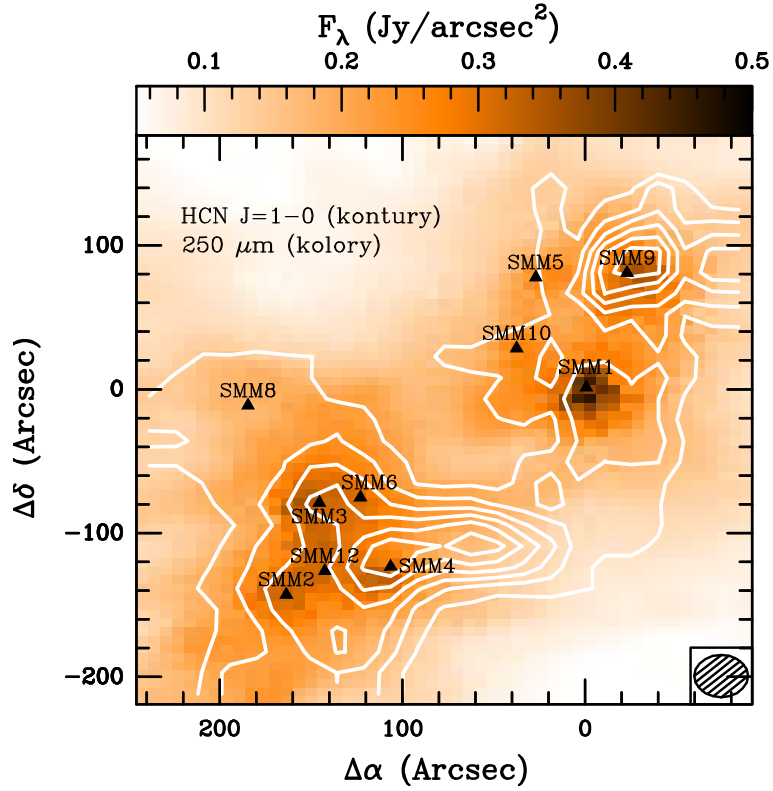
Identyfikacja i klasyfikacja obiektów głównego obszaru gwiazdotwórczego w gwiazdozbiorze Węża została przeprowadzona na podstawie przeglądu „*Spitzer From Molecular Cores to Planet-forming Disks*”. Region ten był obserwowany fotometrycznie na falach o długości  $12\mu\text{m}$ ,  $25\mu\text{m}$ ,  $60\mu\text{m}$ ,  $100\mu\text{m}$  (Hurt & Barsony 1996);  $800\mu\text{m}$ ,  $1100\mu\text{m}$ ,  $1300\mu\text{m}$  (Casali et al. 1993) oraz  $3\text{ mm}$  (Testi & Sargent 1998). Na podstawie ostatniej publikacji określono nazwy poszczególnych źródeł: SMM (skrót od *submillimetry*) wraz z numerami uszeregowanymi według jasności. Wyżej wymienione badania były podstawą do klasyfikacji etapu ewolucji protogwiazd.

Aktywność wpływów molekularnych była przedmiotem badań w linii CO  $J=2-1$  (Davis et al. 1999), a ostatnio także w linii CO  $J=3-2$  i CO  $J=6-5$  dla części źródeł (Graves et al. 2010; Dionatos et al. 2010; Yıldız et al. 2015). Protogwiazdy Ser SMM1, SMM3 i SMM4 były obserwowane za pomocą Kosmicznego Obserwatorium Herschela jako część programów WISH (ang. *Water in star-forming regions with Herschel*; van Dishoeck et al. 2011, 2021) i DIGIT (ang. *Dust, Ice, and Gas in Time*; Green et al. 2013, 2016; Yang et al. 2018).

Rysunek 12 przedstawia mapę emisji kontinuum na  $250\mu\text{m}$  głównego obszaru gwiazdotwórczego w gwiazdozbiorze Węża w polu widzenia obserwacji teleskopem IRAM 30m. Konturami zaznaczono aktywność wpływów molekularnych obserwowaną w emisji molekuly HCN  $J=1-0$ .

Na potrzeby niniejszej pracy przeliczono rozkłady energii widmowej obserwowanych źródeł (Rys. 13), uwzględniając najnowsze dane obserwacyjne:

- $1,25 - 70\mu\text{m}$ : Dunham et al. (2015) na podstawie danych z 2MASS (Skrutskie et al. 2006) oraz instrumentów IRAC i MIPS na pokładzie Kosmicznego Teleskopu Spitzera (Evans et al. 2009)



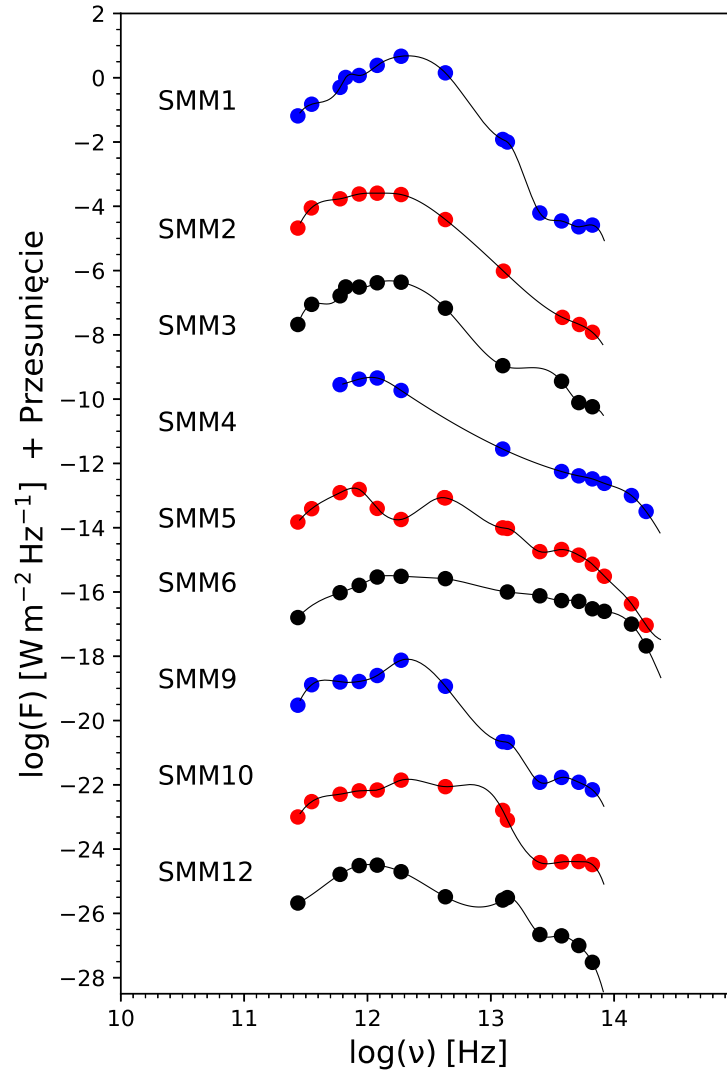
Rysunek 12: Aktywność wypływów molekularnych głównego obszaru gwiazdotwórczego w konstelacji Węża obserwowana za pomocą linii HCN  $J=1-0$  przez teleskop IRAM 30m (kontury) na tle emisji kontinuum na  $250\ \mu\text{m}$  (kolory). Mapa kontinuum została przygotowana na podstawie danych z instrumentu SPIRE jako część projektu *Herschel Gould Belt Survey* (André et al. 2010). W prawym dolnym rogu znajduje się wiązka obserwacji teleskopem IRAM 30m. Źródło: Mirocha et al. 2021

- 1,1 mm: obserwacje z przeglądu pyłu Bolocam (Enoch et al. 2007)
- $450\ \mu\text{m}$  i  $850\ \mu\text{m}$ : zostały zaczerpnięte z SCUBA Legacy Catalog (Di Francesco et al. 2008)
- $12\ \mu\text{m}$  i  $22\ \mu\text{m}$ : obserwacje z Wide-field Infrared Survey Explorer (WISE; Wright et al. 2010)
- $350\ \mu\text{m}$ : na podstawie danych z SHARC-II (Suresh et al. 2016)
- $70\ \mu\text{m}$ ,  $160\ \mu\text{m}$ ,  $250\ \mu\text{m}$ ,  $350\ \mu\text{m}$  i  $500\ \mu\text{m}$ : Fiorellino et al. (2021) na podstawie danych z projektu *Herschel Gould Belt Survey* (André et al. 2010) wykonane za pomocą instrumentów SPIRE i PACS na pokładzie Kosmicznego Obserwatorium Herschela.

Na podstawie rozkładów energii widmowej można wyznaczyć temperaturę i jasność bolometryczną danego źródła. Jasność bolometryczną  $L_{\text{bol}}$  obliczono za pomocą poniższej relacji:

$$L_{\text{bol}} = 4\pi d^2 \int F_{\nu} d\nu \quad (16)$$

gdzie  $d$  jest odległością do źródła ( $436 \pm 9,2$  pc; Ortiz-León et al. 2017). Interpolacja wielomianowymi funkcjami sklejanymi drugiego stopnia została przeprowadzona za pomocą pakietu Scipy<sup>12</sup> (funkcje *splrep* i *splev*) na danych fotometrycznych wymienionych w Tab. 6. Zastosowano również procedurę całkowania metodą trapezów.



Rysunek 13: Rozkłady Energii Widmowej małowasywnych protogwiazd w konstelacji Węża. Dla lepszego wizualizacji wyników zastosowano przesunięcie osi Y między kolejnymi krzywymi wynosi 3 rzędy wielkości, licząc od SED dla źródła SMM12. Źródło: Mirocha et al. 2021

<sup>12</sup><https://www.scipy.org/>

Tabela 6: Natężenia strumienia promieniowania w Jy

| $\lambda$<br>( $\mu\text{m}$ ) | SMM1                 | SMM2                 | SMM3                 | SMM4                 | SMM5                 | SMM6                 | SMM9                 | SMM10                | SMM12                |
|--------------------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|----------------------|
| 1.25                           | -                    | -                    | -                    | $6.0 \times 10^{-4}$ | $3.0 \times 10^{-4}$ | $2.1 \times 10^{-2}$ | -                    | -                    | -                    |
| 1.65                           | -                    | -                    | -                    | $3.2 \times 10^{-3}$ | $9.0 \times 10^{-4}$ | $2.1 \times 10^{-1}$ | -                    | -                    | -                    |
| 2.17                           | -                    | -                    | -                    | $1.0 \times 10^{-2}$ | $4.3 \times 10^{-3}$ | $1.0 \times 10^0$    | -                    | -                    | -                    |
| 3.6                            | $9.0 \times 10^{-4}$ | $4.0 \times 10^{-4}$ | $2.8 \times 10^{-3}$ | $2.4 \times 10^{-2}$ | $3.1 \times 10^{-2}$ | $2.5 \times 10^0$    | $2.0 \times 10^{-3}$ | $7.4 \times 10^{-3}$ | $2.8 \times 10^{-3}$ |
| 4.5                            | $2.6 \times 10^{-3}$ | $1.2 \times 10^{-3}$ | $5.8 \times 10^{-3}$ | $3.3 \times 10^{-2}$ | $7.3 \times 10^{-2}$ | $3.0 \times 10^0$    | $7.0 \times 10^{-3}$ | $3.3 \times 10^{-2}$ | $3.0 \times 10^{-2}$ |
| 5.8                            | $2.3 \times 10^{-3}$ | $2.1 \times 10^{-3}$ | $7.8 \times 10^{-3}$ | $4.1 \times 10^{-2}$ | $1.4 \times 10^{-1}$ | $5.1 \times 10^0$    | $1.2 \times 10^{-2}$ | $4.1 \times 10^{-2}$ | $1.0 \times 10^{-1}$ |
| 8                              | $3.5 \times 10^{-3}$ | $3.5 \times 10^{-3}$ | $3.6 \times 10^{-2}$ | $5.6 \times 10^{-2}$ | $2.1 \times 10^{-1}$ | $5.4 \times 10^0$    | $1.7 \times 10^{-2}$ | -                    | $2.0 \times 10^{-1}$ |
| 12                             | $6.2 \times 10^{-3}$ | -                    | -                    | -                    | $1.8 \times 10^{-1}$ | $7.6 \times 10^0$    | $1.2 \times 10^{-2}$ | $3.8 \times 10^{-2}$ | $2.2 \times 10^{-1}$ |
| 22                             | $1.0 \times 10^0$    | -                    | -                    | -                    | $9.5 \times 10^{-1}$ | $1.0 \times 10^1$    | $2.1 \times 10^{-1}$ | $8.0 \times 10^{-1}$ | $3.1 \times 10^0$    |
| 24                             | $1.2 \times 10^0$    | $1.0 \times 10^{-1}$ | $1.1 \times 10^{-1}$ | $2.8 \times 10^{-1}$ | $9.9 \times 10^{-1}$ | -                    | $2.2 \times 10^{-1}$ | $1.6 \times 10^0$    | $2.6 \times 10^0$    |
| 70                             | $2.6 \times 10^2$    | $1.1 \times 10^1$    | $7.7 \times 10^0$    | $1.9 \times 10^0$    | $8.5 \times 10^0$    | $2.6 \times 10^1$    | $1.5 \times 10^1$    | $8.8 \times 10^0$    | $1.2 \times 10^1$    |
| 160                            | $5.8 \times 10^2$    | $3.8 \times 10^1$    | $4.2 \times 10^1$    | $2.6 \times 10^1$    | $1.8 \times 10^0$    | $3.1 \times 10^1$    | $6.1 \times 10^1$    | $1.4 \times 10^1$    | $4.3 \times 10^1$    |
| 250                            | $2.4 \times 10^2$    | $3.1 \times 10^1$    | $4.2 \times 10^1$    | $5.9 \times 10^1$    | $4.0 \times 10^0$    | $2.9 \times 10^1$    | $5.9 \times 10^1$    | $6.9 \times 10^0$    | $5.3 \times 10^1$    |
| 350                            | $1.2 \times 10^2$    | $3.1 \times 10^1$    | $3.5 \times 10^1$    | $4.7 \times 10^1$    | $1.6 \times 10^1$    | $1.6 \times 10^1$    | $4.3 \times 10^1$    | $6.5 \times 10^0$    | $2.7 \times 10^1$    |
| 450                            | $1.0 \times 10^2$    | -                    | $3.1 \times 10^1$    | -                    | -                    | -                    | -                    | -                    | -                    |
| 500                            | $5.5 \times 10^1$    | $1.8 \times 10^1$    | $1.7 \times 10^1$    | $2.9 \times 10^1$    | $1.2 \times 10^1$    | $9.5 \times 10^0$    | $2.3 \times 10^1$    | $5.1 \times 10^0$    | $1.8 \times 10^1$    |
| 850                            | $1.5 \times 10^1$    | $8.9 \times 10^0$    | $8.9 \times 10^0$    | -                    | $3.9 \times 10^0$    | -                    | $1.3 \times 10^1$    | $3.0 \times 10^0$    | -                    |
| 1100                           | $6.5 \times 10^0$    | $2.1 \times 10^0$    | $2.1 \times 10^0$    | -                    | $1.5 \times 10^0$    | $1.6 \times 10^0$    | $3.0 \times 10^0$    | $1.0 \times 10^0$    | $2.1 \times 10^0$    |

Źródło: Mirocha et al. 2021

Tabela 7: Porównanie wartości  $T_{\text{bol}}$  i  $L_{\text{bol}}$  z danymi dostępnymi w literaturze

| Źródło | $T_{\text{bol}}$<br>(K) | $T_{\text{bol}}$ (z literatury)<br>(K) | $L_{\text{bol}}$<br>( $L_{\odot}$ ) | $L_{\text{bol}}$ (z literatury)<br>( $L_{\odot}$ ) | Różnica<br>% |     |
|--------|-------------------------|----------------------------------------|-------------------------------------|----------------------------------------------------|--------------|-----|
| SMM 1  | 37                      | 39 (a)                                 | 115.2                               | 108.7 (a)                                          | -5           | +6  |
| SMM 2  | 34                      | 28 (b)                                 | 7.2                                 | 8.0 (b)                                            | +21          | -10 |
| SMM 3  | 35                      | 37 (a)                                 | 7.1                                 | 27.5 (a)                                           | -5           | -74 |
| SMM 4  | 68                      | 28 (a)                                 | 5.1                                 | 13.6 (a)                                           | +143         | -63 |
| SMM 5  | 151                     | 130 (b)                                | 3.7                                 | 4.8 (b)                                            | +16          | -23 |
| SMM 6  | 532                     | 530 (b)                                | 43.1                                | 42.0 (b)                                           | +0.4         | +3  |
| SMM 8  | 15                      | ...                                    | 0.2                                 | ...                                                | -            | -   |
| SMM 9  | 33                      | 29 (b)                                 | 11.0                                | 14.0 (b)                                           | +14          | -21 |
| SMM 10 | 79                      | 62 (b)                                 | 7.1                                 | 7.6 (b)                                            | +27          | -7  |
| SMM 12 | 72                      | 100 (b)                                | 10.0                                | 6.2 (b)                                            | -28          | +61 |

Literatura: (a) Karska et al. 2018, (b) Dunham et al. 2015. Nie znaleziono danych literaturowych dla źródła SMM 8.

Źródło: Mirocha et al. 2021

Temperatura bolometryczna  $T_{\text{bol}}$  została określona za pomocą formuły z pracy Myers & Ladd (1993):

$$T_{\text{bol}} = 1.25 \cdot 10^{-11} \bar{\nu} \quad (17)$$

gdzie  $\bar{\nu}$  oznacza średnią częstotliwość daną wzorem 18:

$$\bar{\nu} = \frac{\int \nu F_{\nu} d\nu}{\int F_{\nu} d\nu} \quad (18)$$

gdzie  $F_{\nu}$  oznacza strumień zależny od częstotliwości fali.

Uaktualnione dane fotometryczne (Tab. 6) pozwoliły na całkowanie wzdłuż szerokiego zakresu długości fal. W ten sposób wyznaczono nowe krzywe SED dla wszystkich źródeł oprócz SMM8, gdyż w tym przypadku dostępne były tylko cztery pomiary (z przeglądu *Herschel Gould Belt Survey*). Wartości  $L_{\text{bol}}$  i  $T_{\text{bol}}$  dla tego źródła mogą więc być niedoszacowane. Obliczone parametry bolometryczne porównano następnie z wartościami literaturowymi z prac Karska et al. 2018 i Dunham et al. 2015 (Tab. 7). Dla większości źródeł odnotowano różnice mniejsze niż 30% z wyjątkiem obiektów SMM3, SMM4 i SMM12, których wartości jasności bolometrycznej różnią się dwu- do czterokrotnie z podanymi we wcześniejszych badaniach. Różnice wynikają najprawdopodobniej ze sposobu pomiaru promieniowania podczerwonego. W pracy Karska et al. (2018) autorzy korzystają z obserwacji wykonanych za pomocą instrumentu PACS, a więc map o polu widzenia  $47'' \times 47''$  składających się z matrycy  $5 \times 5$  punktów. Instrument ten pokrywa zakres długości fali od  $55 \mu\text{m}$  do  $190 \mu\text{m}$ . Natomiast w pracy Dunham et al. (2015) użyto mniej czułego instrumentu MIPS na pokładzie Kosmicznego Obserwatorium Spitzera. Dla porównania dane z projektu *Herschel Gould Belt Survey* cechują się rozmiarami wiązki

Tabela 8: Własności protogwiazd w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża

| Źródło | R.A.<br>(J2000.0) | Dec.<br>(J2000.0) | $T_{\text{bol}}$<br>(K) | $L_{\text{bol}}$<br>( $L_{\odot}$ ) | Klasa | Inne nazwy                                 |
|--------|-------------------|-------------------|-------------------------|-------------------------------------|-------|--------------------------------------------|
| SMM 1  | 18 29 50.0        | +01 15 20.3       | 37                      | 115.2                               | 0     | Ser-emb6, FIRS1, EC41, Bolo23              |
| SMM 2  | 18 30 00.5        | +01 12 57.8       | 34                      | 7.2                                 | 0     | Ser-emb4, Bolo28                           |
| SMM 3  | 18 29 59.6        | +01 13 59.2       | 35                      | 7.1                                 | 0     | Ser-emb26, Bolo26                          |
| SMM 4  | 18 29 57.0        | +01 13 11.3       | 68                      | 5.1                                 | I     | Ser-emb22, Bolo25                          |
| SMM 5  | 18 29 51.4        | +01 16 38.3       | 151                     | 3.7                                 | I     | Ser-emb21, EC53, WMW24, Bolo22             |
| SMM 6  | 18 29 57.8        | +01 14 05.3       | 532                     | 43.1                                | I     | Ser-emb30, EC90, WMW35, SVS20S,<br>Bolo 28 |
| SMM 8  | 18 30 01.9        | +01 15 09.2       | 15                      | 0.2                                 | 0     | Bolo30                                     |
| SMM 9  | 18 29 48.3        | +01 16 42.7       | 33                      | 11.0                                | 0     | Ser-emb8, ISO241, WMW23, Bolo22            |
| SMM 10 | 18 29 52.3        | +01 15 48.8       | 79                      | 7.1                                 | I     | Ser-emb12, WMW21, Bolo 23                  |
| SMM 12 | 18 29 59.1        | +01 13 14.3       | 72                      | 10.0                                | I     | Ser-emb19, Bolo28                          |

Współrzędne źródeł zostały zaczerpnięte z Suresh et al. 2016 poza protogwiazdą Ser SMM8, której współrzędne znajdują się w Lee et al. 2014.

Źródło: Mirocha et al. 2021

5,6", 6,8" i 10,7" odpowiednio dla obserwacji na  $70 \mu\text{m}$ ,  $100 \mu\text{m}$  i  $160 \mu\text{m}$ <sup>13</sup>. W przypadku źródła SMM3 natężenie strumienia wyznaczone metodami spektroskopowymi (Karska et al. 2018) jest 4-5 razy większe<sup>14</sup> niż fotometria z tego samego instrumentu (*Herschel Gould Belt Survey*). Podobnie dla źródła SMM4 na długości fali  $160 \mu\text{m}$  różnica jest niemal sześciokrotna, co sugeruje, że sposób obserwacji nastawiony na spektroskopię nie odtwarzają strumienia promieniowania w wystarczającym stopniu. Dlatego do dalszej analizy wykorzystano nowe wartości danych bolometrycznych oraz zaproponowano nową klasyfikację źródeł (Tabela 8).

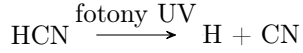
Kryterium klasyfikacji protogwiazd według stadium ewolucyjnego jest temperatura bolometryczna. Za granicę pomiędzy Klasą 0 a Klasą I przyjęto 50 K (za Evans et al. 2009). We wcześniejszych publikacjach granica ta wynosiła 70 K (np. Chen et al. 1995). Za pomocą temperatury bolometrycznej różnicujemy wielkość źródła, gdzie granica pomiędzy małomasywnymi protogwiazdami a protogwiazdami średniej wielkości wynosi  $100 L_{\odot}$  (np. Matuszak et al. 2015). Wprawdzie wartość  $L_{\text{bol}}$  dla SMM1 charakterystyczna jest dla średniomasywnych protogwiazd, lecz biorąc pod uwagę, że system ten składa się z pięciu obiektów (Hull et al. 2017), źródło zostało uwzględnione w próbie badanych małomasywnych protogwiazd.

<sup>13</sup>Quick-Start Guide to Herschel/PACS the Photometer <https://www.cosmos.esa.int/>

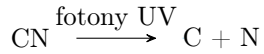
<sup>14</sup>przykładowo na fali o długości  $70 \mu\text{m}$ : 36 Jy (Karska et al. 2018) vs. 7 Jy (*Herschel Gould Belt Survey*); a na fali  $160 \mu\text{m}$ : 182 Jy (Karska et al. 2018) vs. 44 Jy (*Herschel Gould Belt Survey*)

## 4.2 Metoda badawcza

Aby określić rozmieszczenie przestrzenne oraz natężenie promieniowania ultrafioletowego w głównym regionie gwiazdotwórczym w gwiazdozbiorze Węża, posłużono się obserwacjami molekuł CN i HCN. W obecności promieni UV molekula HCN rozpada się na wodór i cząsteczkę CN:



Stała szybkości tej reakcji wynosi  $1.64 \times 10^{-9} \text{ s}^{-1}$  i jest o rząd wielkości większa niż stała szybkości reakcji fotodysocjacji molekuly CN (Heays et al. 2017):



Ponadto do fotodysocjacji molekuly CN potrzebne są bardziej energetyczne fotony niż ma to miejsce w przypadku pierwszej reakcji (np. van Dishoeck et al. 2006). Stosunek tych dwóch molekuł skaluje się bezpośrednio z siłą pól fotonowych (Stäuber et al. 2005). Dlatego stosunek CN/HCN był używany jako znacznik promieniowania ultrafioletowego i rentgenowskiego w wielu badaniach nad obiektami astronomicznymi np: pozagalaktyczne PDRy (np. Pérez-Beaupuits et al. 2007), mgławice refleksyjne (np. Fuente et al. 1995), obłoki molekularne (np. Greaves, Church 1996), masywne protogwiazdy (Stäuber et al. 2007) czy dyski protoplanetarne (np. Chapillon et al. 2012). Najnowsze modele otoczek małowasywnych protogwiazd uwzględniają wpływ promieniowania UV, lecz brakuje dowodów obserwacyjnych na jego występowanie (Visser et al. 2012, Drozdovskaya et al. 2015).

Pierwsza detekcja molekuly HCN w środowisku małowasywnej protogwiazdy NGC 1333 IRAS4B ujawniła szeroką emisję linii HCN  $J=4-3$ , która wykazywała podobieństwo do znacznika wypływów molekularnych CO  $J=2-1$  (Blake et al. 1995). Dlatego właśnie skrzydła linii tej molekuly utożsamiano z położeniem bipolarnych wypływów molekularnych, a jej środek z materią zimnej otoczki protogwiazdowej. Z kolei emisja związana z niższym przejściem HCN  $J=1-0$  była interpretowana jako znacznik wnek wypływów molekularnych (Hogerheijde et al. 1999). Najnowsze badania małowasywnych protogwiazd w Perseuszu w linii HCN  $J=4-3$  pokazują, że molekula ta może zostać użyta do śledzenia najbardziej energetycznych wypływów (Walker-Smith et al. 2014). Zarówno obserwacje jak i modele sugerują zwiększenie obfitości molekuly HCN na frontach fal uderzeniowych, gdy temperatura gazu przekracza 200 K (Boonman et al. 2001; Lahuis et al. 2007; Pineau des Forets et al. 1990).

Obserwacje molekuly CN w otoczeniu małowasywnej protogwiazdy L483 wskazują na jej rozmieszczenie wzdłuż wypływów molekularnych, lecz jej emisja jest węższa niż ta obserwowana w gazie pochodzącym z wnek wypływów molekularnych (Jørgensen 2004). Na podstawie korelacji pomiędzy obfitością molekuly CN a promieniowaniem ultrafioletowym w bardziej wyewoluowanych źródłach zasugerowano, że emisja CN pochodzi z rejonów oświetlonych fotonami UV. Najnowsze badania (Tychoniec et al. 2021) potwierdzają te wnioski, a występowanie molekuly CN utożsamiono z najbardziej zewnętrznymi warstwami dysku protoplanetarne i otoczki protogwiazdowej wystawionej na działanie promieniowania ultrafioletowego.

Dotychczas tylko jeden wpływ molekularny (z obiektu L1157) został zobrazowany w całości przy użyciu molekuł CN i HCN (Bachiller et al. 2001). Autorzy wskazują na przesunięcie maksimum emisji w HCN względem CN, jednak dane te nie były interpretowane pod kątem występowania promieniowania UV.

## 4.3 Wyniki

### 4.3.1 Profile linii

Większość obserwowanych molekuł obserwowanych za pomocą teleskopu IRAM 30 m (Tab. 2) i APEX (Tab. 3) została wykryta w pozycjach protogwiazd w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża (Tab. 8). Wyjątkiem jest protogwiazda SMM8, która znajdowała się na granicy pola widzenia obserwacji prowadzonych teleskopem APEX, dlatego dla tego źródła nie ma detekcji linii CO  $J=6-5$ . Słaba emisja molekuly  $H^{13}CN$   $J=2-1$  została wykryta jedynie dla obiektów SMM4 i SMM9 na poziomie  $2\sigma$ . Rysunek 14 przedstawia profile linii obserwowanych molekuł w pozycjach protogwiazd, natomiast profile linii molekularnych wykrytych dla protogwiazdy SMM4 oraz wpływu molekularnego pochodzącego z tego obiektu pokazane są na rysunku 16.

W celu zbadania rozmieszczenia przestrzennego i właściwości gazu molekularnego w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża oznaczono dziesięć pozycji protogwiazd, pięć pozycji wpływów molekularnych oraz jedną pozycję niezwiązaną z żadnym znanym obiektem. Wyboru dokonano na podstawie wcześniejszych obserwacji tego regionu gwiazdotwórczego oraz danych z teleskopu IRAM 30 m. Rysunek 15 przedstawia profile linii wykrytych dla pozycji wpływów i jednej pozycji tła. W pozycjach wpływów również wykryto emisję molekuł CO, CN, CS, HCN i ich izotopologów za wyjątkiem linii  $H^{13}CN$   $J=2-1$ . Słaba emisja tej linii nie została wykryta również w pozycji niezwiązanej ze znanymi obiektami (Pozycja 6).

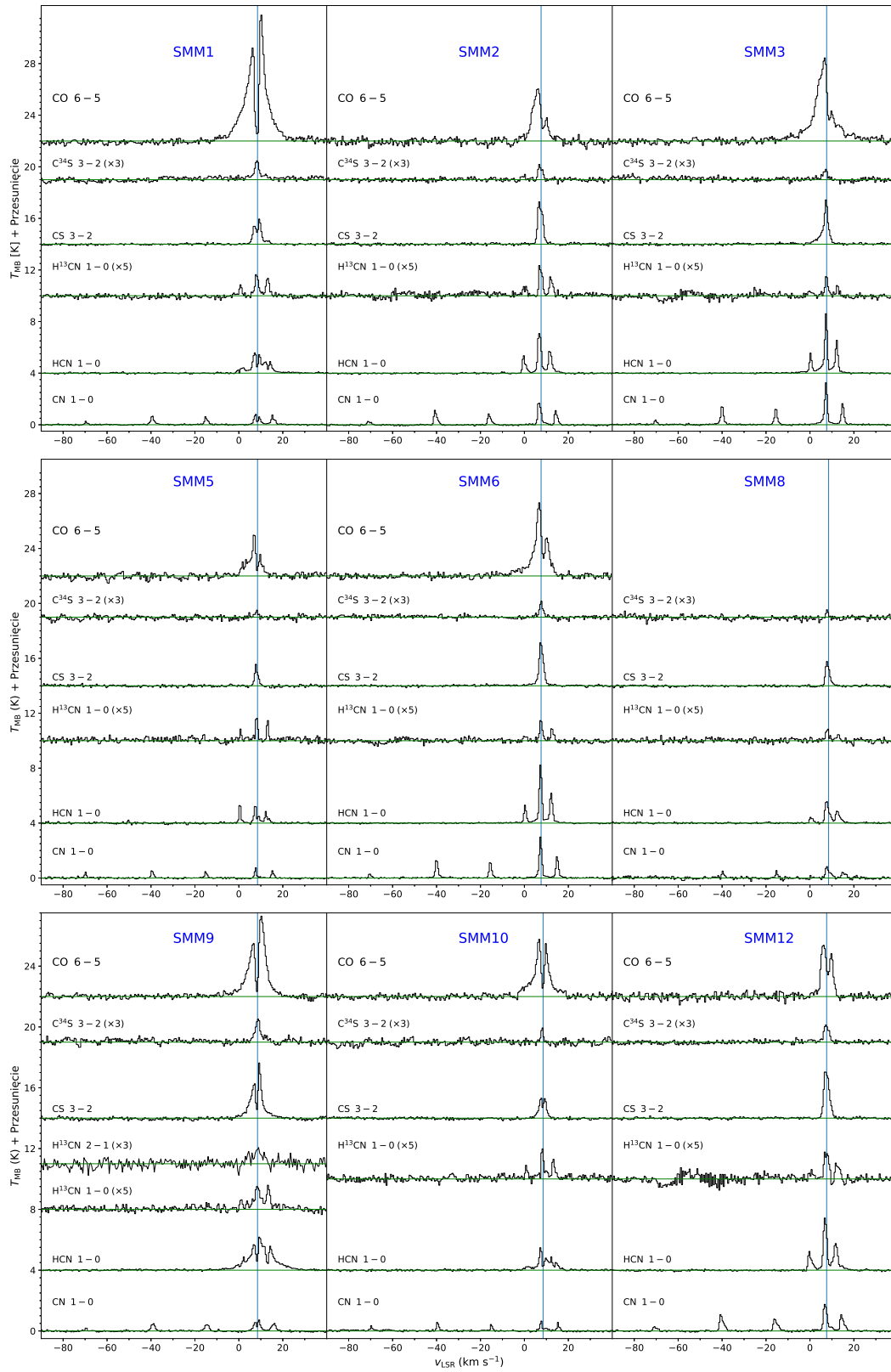
Profile linii w przypadku molekuł CN i HCN dzielą się odpowiednio na pięć i trzy komponenty. Rozszczepienie pasma związane z oddziaływaniem spinu elektronu z jądrem atomowym posiadającym niezerowy spin jądrowy<sup>15</sup> nazywamy strukturą nadsubtelną.

### 4.3.2 Rozkład przestrzenny emisji molekularnej

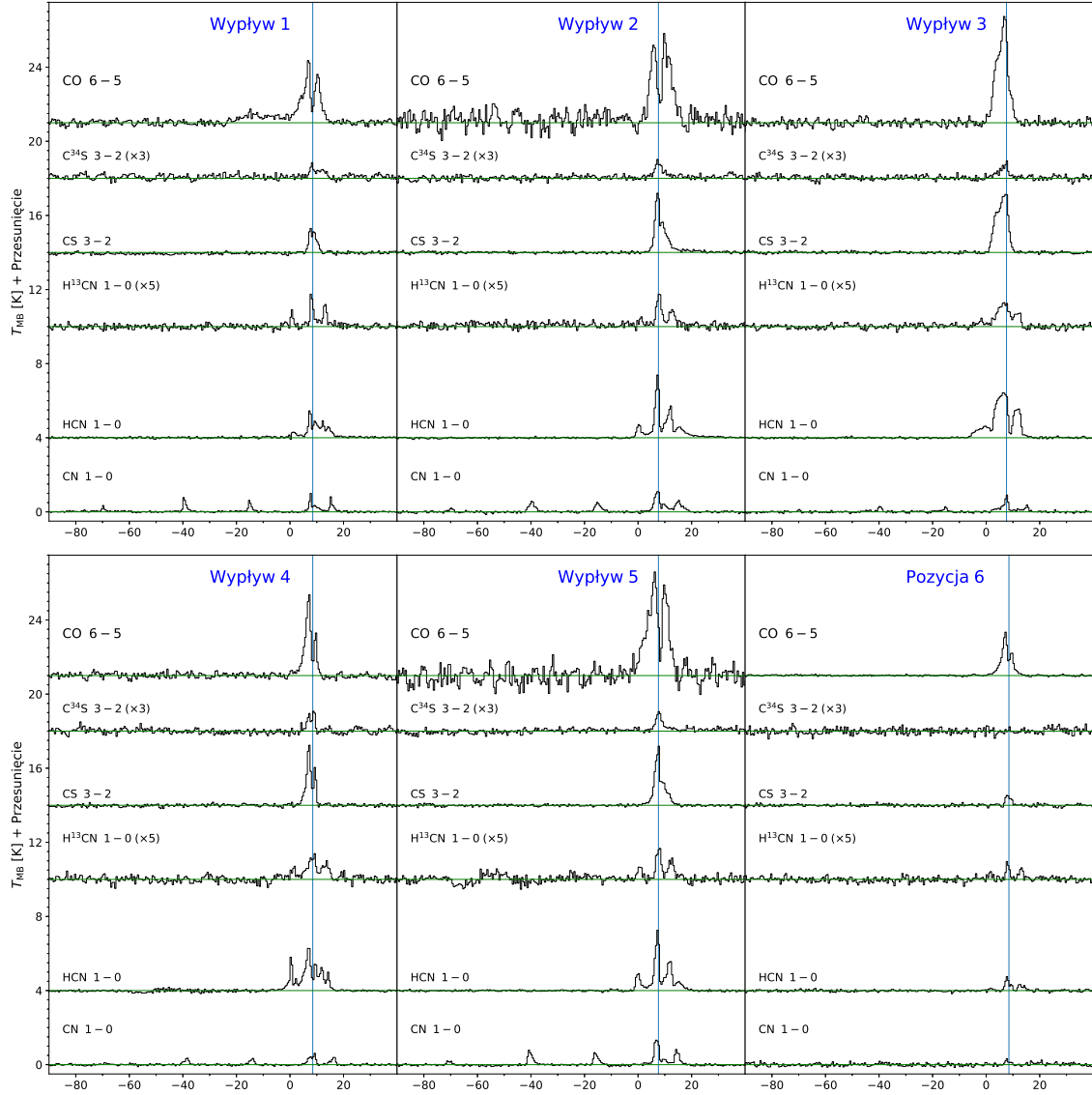
Rysunki 17-20 przedstawiają mapy emisji w molekułach CO, CN, CS i CO, a rysunki 21-22 mapy emisji w izotopologach  $H^{13}CN$   $J=1-0$  i  $C^{34}S$   $J=3-2$ . Ze względu na niski stosunek sygnału do szumu nie opracowano mapy w linii  $H^{13}CN$   $J=2-1$ . Mapy emisji molekularnej przedstawiają scałkowane profile linii danego przejścia (zob. Rys. 14-15). W przypadku linii molekuł CN i HCN zsumowano wkład od komponentów struktury nadsubtelnej wykrytej teleskopem IRAM 30 m.

Emisja HCN  $J=1-0$  związana jest ze skupieniem protogwiazd w południowo-wschodniej i północno-zachodniej częściach mapy, gdzie występuje również większa ilość pyłu niż w pozostałych obszarach

<sup>15</sup>najczęściej atom wodoru  $^1H$  lub azotu  $^{14}N$



Rysunek 14: Profile linii CO  $J=6-5$ ,  $C^{34}S$   $J=3-2$ , CS  $J=3-2$ ,  $H^{13}CN$   $J=2-1$ ,  $H^{13}CN$   $J=1-0$ , HCN  $J=1-0$  i CN  $J=1-0$  w pozycjach protogwiazd. Niebieską linią zaznaczono prędkość obiektu w Lokalnym Układzie Odniesienia (LSR, ang. *Local Standard of Rest*). Źródło: Mirocha et al. 2021



Rysunek 15: Profile linii CO  $J=6-5$ ,  $C^{34}S$   $J=3-2$ , CS  $J=3-2$ ,  $H^{13}CN$   $J=1-0$ , HCN  $J=1-0$  i CN  $J=1-0$  w pozycjach wyływów oraz w pozycji niezwiązanej z emisją pochodzącą od protogwiazd (Pozycja 6). Niebieską linią zaznaczono prędkość obiektu w Lokalnym Układzie Odniesienia. Źródło: Mirocha et al. 2021

(Rys. 12). Najsilniejsza emisja pochodzi od protogwiazdy SMM4 i SMM9 oraz z wpływów molekularnych z nimi powiązanych. Warto zauważyć, że źródło SMM1, które jest układem wielokrotnym, cechuje się niższym poziomem emisji w HCN  $J=1-0$  niż dwa wyżej wymienione obiekty. Jest to częściowo spowodowane samoabsorbcją w gęstym otoczeniu protogwiazd (zob. Rys. 14-15). Podobna sytuacja ma miejsce w przypadku źródła SMM3. Generalnie struktura emisji w linii HCN  $J=1-0$  jest zbliżona do emisji molekuly CO (por. Rys. 18), która jest uznanym znacznikiem wpływów molekularnych (np. Yıldız et al. 2013). Zwiększona emisja cząsteczki HCN wzdłuż wpływów molekularnych jest zgodna ze wcześniejszymi obserwacjami małowasywnych protogwiazd (Bachiller et al. 2001; Walker-Smith et al. 2014). Różnice w rozkładzie przestrzennym emisji tych dwóch molekuł wynikają najprawdopodobniej z wyższej gęstości krytycznej linii HCN  $J=1-0$  i jej niższej energii górnego poziomu (zob. Tab. 2), co sprawia, że molekula ta jest częściej fotodysocjowana niż molekula CO.

Emisja CS  $J=3-2$  wykazuje podobną strukturę do emisji w linii HCN  $J=1-0$  i CO  $J=6-5$  z maksimum w okolicach protogwiazdy SMM4. Różnice w rozkładzie przestrzennym dotyczą przede wszystkim protogwiazdy SMM9, gdzie linia CS  $J=3-2$  jest wyraźnie słabsza w porównaniu do linii HCN  $J=1-0$ . W przypadku molekuly HCN emisja w okolicach protogwiazd SMM4 i SMM9 jest na podobnym poziomie. Ponadto molekula CS wykazuje relatywnie silną emisję na wschód od źródła SMM9, gdzie znajduje się wpływ molekularny (Lee et al. 2014). Różnice te mogą wynikać z faktu, że CS jest znacznikiem bardziej gęstego gazu niż HCN (Shirley 2015).

W przeciwieństwie do HCN i CS rozkład przestrzenny molekuly CN jest dużo bardziej związany z pozycjami protogwiazd i maksimum emisji kontinuum na  $250\ \mu\text{m}$  (Rys. 12) niż z wpływami molekularnymi. Emisja w linii CN  $J=1-0$  jest najsilniejsza w pozycjach protogwiazd SMM4, SMM3 i SMM6 oraz w regionie pomiędzy tymi źródłami. Różnice w rozkładzie przestrzennym molekuly CN i innych znaczników wpływów molekularnych sugerują inne fizyczne pochodzenie tej emisji.

Izotopologi molekuł HCN charakteryzują się podobnym rozkładem emisji, jednak linia  $\text{H}^{13}\text{CN}$   $J=2-1$  jest zdecydowanie słabsza. Maksimum emisji  $\text{H}^{13}\text{CN}$   $J=1-0$  znajduje się w okolicach protogwiazd SMM2, SMM4 i SMM9 oraz pozycji wpływu molekularnego nr 3, co jest zgodne z maksimami promieniowania linii HCN  $J=1-0$ . Struktura emisji w izotopologu HCN również wykazuje związek z położeniami wpływów molekularnych.

Emisja linii  $\text{C}^{34}\text{S}$   $J=3-2$  nie jest natomiast tak rozległa przestrzennie i skupia się głównie na pozycjach protogwiazd. Pomimo wyraźnie słabszego charakteru niż główny izotopolog CS,  $\text{C}^{34}\text{S}$  została wykryta we wszystkich wytypowanych pozycjach wpływów (zob. Rys. 15). Emisja tej linii jest skoncentrowana głównie w okolicach źródeł SMM1, SMM4 i SMM9, w przeciwieństwie do CS  $J=3-2$ , która nie wykazuje wyraźniej emisji w pozycji protogwiazdy SMM1. Izotopologi co do zasady będą śledzić ten sam gaz.

Tabela 9: Zakresy prędkości (w  $\text{km s}^{-1}$ ) wykorzystane do obliczenia emisji ze skrzydeł profili linii

| Line    | SMM 1          |                | SMM 4          |                |
|---------|----------------|----------------|----------------|----------------|
|         | niebieskie     | czerwone       | niebieskie     | czerwone       |
| CN 1-0  | (-71.0,-70.0)  | (-68.4,-68.1)  | (-70.9, -70.9) | (-69.3, -68.7) |
|         | (-42.2, -39.6) | (-38.0, -36.2) | (-41.6, -40.5) | (-38.9, -37.6) |
|         | (-16.7, -15.1) | (-13.5, -13.0) | (-19.2, -16.0) | (-14.4,-11.6)  |
|         | (5.6, 7.8)     | (9.4, 12.0)    | (5.1, 6.9)     | (8.5, 10.4)    |
|         | (12.6, 15.3)   | (16.9, 17.6)   | (13.5, 14.4)   | (16, 17.5)     |
| HCN 1-0 | (-1.3, 0.735)  | (2.335, 3.5)   | (-3.3, -0.2)   | (1.4, 4.0)     |
|         | (4.5, 7.8)     | (9.4, 10.5)    | (4.0, 6.9)     | (8.5, 9.4)     |
|         | (10.5, 12.64)  | (14.24, 16)    | (9.4, 11.7)    | (13.3, 18.9)   |
| CS 3-4  | (4.5, 7.3)     | (9.4, 14.8)    | (0.6, 6.9)     | (8.5, 15.8)    |
| CO 6-5  | (-11.3, 7.8)   | (9.4, 21.7)    | (-13.2, 6.9)   | (8.5, 17.3)    |

Zakresy prędkości dla linii CN  $J=1-0$  i HCN  $J=1-0$  zostały obliczone osobno dla każdego komponentu struktury nadsubtelnej.

Źródło: Mirocha et al. 2021

#### 4.3.3 Emisja w skrzydłach profili linii

Profile linii zarówno w pozycjach protogwiazd jak i w pozycjach wpływów są stosunkowo szerokie. Skrzydła profili linii CS  $J=3-2$  sięgają na szerokość  $13,6 \text{ km s}^{-1}$  dla protogwiazdy SMM4 i  $9,8 \text{ km s}^{-1}$  dla wpływu molekularnego z nią powiązanego (Rys. 16). Świadczy to tym, że w wiązce teleskopu IRAM 30 m nawet w pozycjach protogwiazd zawiera się duża ilość promieniowania pochodzącego z wpływów molekularnych. Do określenia emisji pochodzącej ze skrzydeł profili linii użyto molekuly  $\text{C}^{18}\text{O}$ , która jest uznanym znacznikiem promieniowania otoczki protogwiazdowej (np. Kristensen et al. 2010, Yıldız et al. 2013). Na podstawie obserwacji linii  $\text{C}^{18}\text{O } J=6-5$  w pozycji protogwiazdy SMM1 wyznaczono zakres prędkości odpowiadającej emisji otoczki protogwiazdowej. Za wewnętrzną wartość zakresu uznano poziom  $3 \sigma$  profilu linii  $\text{C}^{18}\text{O } J=6-5$ . Od tych wartości rozpoczyna się emisja skrzydeł profili linii odpowiednio przesunięta ku czerwieni i ku fioletowi (Rys. 23). Zewnętrzne wartości zakresy emisji ze skrzydeł profilu linii zostały ustalone na poziomie  $2 \sigma$  po wcześniejszym wizualnym przeglądzie danych. Zakresy prędkości wykorzystane do obliczenia emisji ze skrzydeł profili zamieszczone są w Tabeli 9, a wizualnie przedstawione są na Rysunku 23.

Rysunek 24 przedstawia podzbiór danych IRAM i APEX zawierający emisję w skrzydłach profili linii. Mapy pokazują duże obszary otoczenia protogwiazd wraz z poruszającym się gazem: kolorem czerwonym oznaczono gaz odsuwający się od obserwatora, a niebieskim ten poruszający się w stronę Ziemi. Emisja w molekułach HCN, CN i CS pokrywa się zasadniczo z kierunkami wpływów molekularnych obserwowanych w promieniowaniu CO, lecz są pewne widoczne różnice morfologiczne. Przykładowo

emisja ze skrzydeł profilu linii HCN  $J=1-0$  w pobliżu protogwiazdy SMM1 jest dużo słabsza niż w przypadku emisji CN. Tak duża różnica nie może być wytłumaczona samoabsorpcją molekuly HCN w gęstym ośrodku otoczki protogwiazdowej. Bardziej prawdopodobnym wytłumaczeniem jest istnienie rozległych wnek wpływów molekularnych (Hull et al. 2016; Hull et al. 2017), w których promieniowanie jonizujące powoduje fotodysocjację molekuly HCN. Podobne struktury morfologiczne obserwuje się w przypadku emisji w skrzydłach profilu linii w południowo-zachodniej części głównego regionu gwiazdotwórczego w konstelacji Węża (Rys. 25).

Na przykładzie widm obserwowanych dla protogwiazdy SMM4 (Rys. 16) można stwierdzić, że emisja ze skrzydeł profilu linii CS  $J=3-2$  stanowi 61% całkowitej emisji w tej linii w pozycji protogwiazdy i 72% całkowitej emisji w pozycji Wpływu nr 3. Podobnie wygląda profil linii HCN  $J=1-0$ , gdzie emisja w skrzydłach wynosi odpowiednio 48% i 68%. Emisja molekuly CN jest natomiast wykryta głównie na prędkości własnej źródła z 40% emisji pochodzącej ze skrzydeł profilu linii.

Spośród wszystkich 15 pozycji związanych z emisją źródeł (za wyjątkiem pozycji nr 6) szczególnie szerokie linie skrzydeł zaobserwowano w emisji molekuly HCN i CS w pozycjach protogwiazd SMM1, SMM9 i SMM10 oraz w pozycjach wpływów molekularnych nr 1, 4 i 5. Emisja ze skrzydeł profilu linii przekraczała w tych przypadkach 70% dla molekuly HCN i 58% dla molekuly CS. Tak wysoki odsetek emisji ze skrzydeł profilu linii w pozycjach źródeł jest związany z pochłanianiem części promieniowania w gęstym otoczeniu protogwiazd na wczesnym etapie ewolucyjnym. W przypadku słabszych linii jak na przykład CN odsetek emisji w skrzydłach linii w stosunku do tej ze źródła może być zaniżony ze względu na ograniczonych stosunek sygnału do szumu ( $S/N$ , ang. *Signal/Noise*), co sprawia, że widma nie odtwarzają profilu skrzydeł w całości. Do pełnego odtworzenia profilu linii potrzebne są obserwacje o wysokim  $S/N$ .

Kształty profilu linii wskazują na to, że emisja w różnych molekułach pochodzi z różnych części składowych systemu protogwiazdowego. W dalszej analizie osobno rozpatrywana jest emisja w skrzydłach oraz w pełnych profilach linii.

#### 4.3.4 Głębokości optyczne

Pochłanianie promieniowania w danej linii jest możliwe do odtworzenia za pomocą stosunku linii dwóch izotopologów, przy założeniu, że emisja rzadszego izotopologu jest optycznie cienka. Głębokość optyczna linii  $\tau$  HCN  $J=1-0$  i CS  $J=3-2$  została obliczona z wykorzystaniem obserwacji odpowiednio linii  $H^{13}CN$   $J=1-0$  i  $C^{34}S$   $J=3-2$  zgodnie z poniższym wzorem (np. Goldsmith et al. 1984, Mangum & Shirley 2015):

$$\frac{T_i}{T_j} = \left( \frac{\nu_i}{\nu_j} \right)^2 \frac{X_{[i]}}{X_{[j]}} \frac{1 - \exp(-\tau_i)}{\tau_i}, \quad (19)$$

gdzie  $\nu_{i,j}$ ,  $X_{i,j}$  i  $T_{i,j}$  odpowiadają częstotliwości, obfitości i temperaturze izotopologów, przy czym indeks  $i$  odnosi się do głównego izotopologu. Założono te same warunki wzbudzenia dla obu linii<sup>16</sup>.

<sup>16</sup>wzbudzenie w tym samym regionie fizycznym opisanym przez temperaturę wzbudzeniową oraz LTE

Tabela 10: Głębokości optyczne linii HCN  $J=1-0$  i CS  $J=3-2$  obliczone z wykorzystaniem obserwacji w rzadszych izotopologach

| Źródło              | $\tau_{\text{HCN}}$ |                  | $\tau_{\text{CS}}$ |                  |
|---------------------|---------------------|------------------|--------------------|------------------|
|                     | Pełny profil        | Skrzydła profilu | Pełny profil       | Skrzydła profilu |
| Pozycje protogwiazd |                     |                  |                    |                  |
| Ser SMM1            | 10.31               | 2.12             | 4.39               | 2.56             |
| Ser SMM2            | 7.60                | 0.63             | 1.69               | 1.53             |
| Ser SMM3            | 2.33                | –                | 0.47               | –                |
| Ser SMM4            | 4.96                | 1.61             | 1.71               | 1.42             |
| Ser SMM5            | 12.80               | –                | 2.35               | 2.66             |
| Ser SMM6            | 4.38                | 1.21             | 1.39               | 0.89             |
| Ser SMM9            | 7.72                | 1.37             | 2.88               | 1.86             |
| Ser SMM10           | 7.69                | –                | 1.94               | –                |
| Ser SMM12           | 9.61                | 2.56             | 0.32               | 1.59             |
| Pozycje wpływów     |                     |                  |                    |                  |
| 1 (-11.00,33.00)    | 6.80                | –                | 4.91               | 5.63             |
| 2 (114.86,-153.00)  | 4.94                | 0.31             | 1.49               | 1.55             |
| 3 (56.00,-112.00)   | 5.60                | 2.32             | 0.59               | 0.46             |
| 4 (-54.00,81.00)    | 8.00                | 2.37             | 2.01               | 1.25             |
| 5 (138.86,-162.60)  | 7.40                | 2.53             | 1.74               | 1.77             |

Pozycje protogwiazd w górnej części tabeli odnoszą się do źródeł opisanych w Tabeli 8. Pozycje w dolnej części tabeli oznaczają wybrane pozycje odpowiadające wpływom molekularnym.

Współrzędne pozycji wpływów odnoszą się (w arcsec) do środka mapy (Rys. 17) o współrzędnych  $(\alpha, \delta) = 18^{\text{h}}29^{\text{m}}49,6^{\text{s}}, +01^{\circ}15'20,5''$ .

Oznaczenie '–' wskazuje na źródła, dla których otrzymano negatywne wartości głębokości optycznej.

Źródło: Mirocha et al. 2021

Za stosunek obfitości molekuly HCN do  $\text{H}^{13}\text{CN}$  przyjęto standardowy stosunek izotopów  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  w ośrodku międzygwiazdowym równy 68 (Milam et al. 2005), a stosunek CS do  $\text{C}^{34}\text{S}$  określono jako 20 (Tercero et al. 2010).

Głębokości optyczne w pozycjach protogwiazd przy uwzględnieniu całego profilu linii wahają się od  $\sim 2,3$  do 12,8 dla molekuly HCN oraz od  $\sim 0,3$  do 4,4 dla molekuly CS (Tabela 10). W pozycjach wpływów molekularnych obliczenia głębokości optycznych dają podobne wartości: w zakresie  $\sim 4,9$  - 8,0 dla HCN i  $\sim 0,6$  - 4,9 dla CS. Wartości te stanowią dolny limit z powodu faktu, że profile HCN i CS w wielu przypadkach charakteryzują się samoabsorpcją (zob. Rys. 14 i 15). Z tego powodu obliczono głębokości optyczne osobno dla emisji w skrzydłach profili linii.

Emisja HCN jest optycznie cienka ( $\tau < 1$ ) dla skrzydeł profili linii w pozycji protogwiazd SMM3, SMM5 i SMM10 (które mogą uwzględniać emisję z wpływów molekularnych) oraz w pozycjach wy-

Tabela 11: Głębokości optyczne molekuly CN obliczone na podstawie stosunków komponentów struktury nadsubtelnej

| Źródło              | $\tau_{\text{CN}}$           |                              |                              |
|---------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
|                     | $F=5/2 \rightarrow 3/2 \div$ | $F=5/2 \rightarrow 3/2 \div$ | $F=1/2 \rightarrow 1/2 \div$ |
|                     | $F=1/2 \rightarrow 1/2$      | $F=3/2 \rightarrow 1/2$      | $F=3/2 \rightarrow 1/2$      |
| Pozycje protogwiazd |                              |                              |                              |
| Ser SMM1            | 1.31                         | 1.06                         | –                            |
| Ser SMM2            | 0.77                         | 0.81                         | 0.03                         |
| Ser SMM3            | 0.46                         | 0.45                         | –                            |
| Ser SMM4            | 0.57                         | 0.86                         | 0.27                         |
| Ser SMM5            | 1.39                         | 2.10                         | 0.54                         |
| Ser SMM6            | 0.58                         | 0.36                         | –                            |
| Ser SMM9            | 0.73                         | 0.83                         | 0.09                         |
| Ser SMM10           | 1.64                         | 1.20                         | –                            |
| Ser SMM12           | 0.65                         | 0.85                         | 0.18                         |
| Pozycje wypływów    |                              |                              |                              |
| 1 (-11.00,33.00)    | 0.76                         | 1.02                         | 0.23                         |
| 2 (114.86,-153.00)  | 0.34                         | 0.16                         | –                            |
| 3 (56.00,-112.00)   | –                            | –                            | –                            |
| 4 (-54.00,81.00)    | 0.84                         | 0.64                         | –                            |
| 5 (138.86,-162.60)  | 0.42                         | 0.56                         | 0.14                         |

Oznaczenie '–' wskazuje na źródła, dla których otrzymano negatywne wartości głębokości optycznej.

Źródło: Mirocha et al. 2021

wypływów molekularnych nr 1 i 2. Dla molekuly CS emisja jest optycznie cienka dla pozycji protogwiazd SMM3, SMM6 i SMM10 oraz w wypływie molekularnym nr 3. W pozostałych przypadkach głębokość optyczna waha się od  $\sim 1,3$  do 2,6 (HCN) oraz 1,2 – 5,6 (CS), co wskazuje na emisję optycznie grubą.

Głębokość optyczna emisji w linii CN  $J=1-0$  została obliczona, wykorzystując tę samą metodę, ale dla stosunku poszczególnych komponentów struktury nadsubtelnej. Stosunki komponentów  $F=3/2 \rightarrow 1/2$ ,  $F=5/2 \rightarrow 3/2$  i  $F=1/2 \rightarrow 1/2$  w optycznie ciekim limicie wynoszą 0.1235:0.3333:0.0988 (Skatrud et al. 1983, Endres et al. 2016). Obliczone wartości głębokości optycznej emisji CN znajdują się w Tabeli 11 i wskazują na to, że ogólnie jest to emisja optycznie cienka z wyjątkiem pozycji protogwiazd SMM1, SMM5 i SMM10, gdzie  $\tau$  waha się od  $\sim 1,1$  do 2,1 dla dwóch najsilniejszych komponentów.

W podobny sposób można zweryfikować założenie o optycznie ciekiej emisji  $\text{H}^{13}\text{CN}$ . Stosunki komponentów struktury nadsubtelnej molekuly  $\text{H}^{13}\text{CN}$  zostały przyjęte analogicznie jak dla głównego izotopologu, czyli 1:3:5 (Loughnane et al. 2012). Stosunki komponentu  $F=2 \rightarrow 1$  do  $F=1 \rightarrow 1$  zostały uznane za najlepiej oddające różnice w głębokości optycznej (Mullins et al. 2016). Dla wyselekcjonowanych pozycji głębokości optyczne liczone ze stosunku ww. komponentów wahają się od 0,77 do 2,76 z

Tabela 12: Głębokości optyczne molekuly HCN i H<sup>13</sup>CN obliczone na podstawie stosunków komponentów struktury nadsubtelnej

| Source              | $\tau_{\text{HCN}}$ |         | $\tau_{\text{H}^{13}\text{CN}}$ |         |
|---------------------|---------------------|---------|---------------------------------|---------|
|                     | F=2→1 ÷             | F=1→1 ÷ | F=2→1 ÷                         | F=1→1 ÷ |
|                     | F=1→1               | F=0→1   | F=1→1                           | F=0→1   |
| Pozycje protogwiazd |                     |         |                                 |         |
| Ser SMM1            | 2.75                | 0.48    | 1.18                            | 0.67    |
| Ser SMM2            | 2.65                | 1.46    | 1.15                            | 1.25    |
| Ser SMM3            | 2.73                | 1.06    | 1.02                            | 2.79    |
| Ser SMM4            | 2.54                | 0.58    | 1.70                            | 0.85    |
| Ser SMM5            | 2.77                | 4.97    | –                               | 3.01    |
| Ser SMM6            | 2.56                | 0.84    | 1.81                            | 0.71    |
| Ser SMM9            | ...                 | ...     | 1.45                            | 1.27    |
| Ser SMM10           | ...                 | ...     | 0.77                            | 1.19    |
| Ser SMM12           | 3.02                | 1.00    | 2.11                            | 0.92    |
| Pozycje wpływów     |                     |         |                                 |         |
| 1 (-11.00,33.00)    | 3.21                | –       | 0.83                            | 0.86    |
| 2 (114.86,-153.00)  | 2.66                | 0.34    | 2.76                            | –       |
| 3 (56.00,-112.00)   | 1.48                | 4.06    | 1.41                            | 3.29    |
| 4 (-54.00,81.00)    | ...                 | ...     | 0.88                            | 1.32    |
| 5 (138.86,-162.60)  | 4.12                | 0.36    | 1.07                            | 0.84    |

Stosunek komponentów struktury nadsubtelnej przy założeniu optycznie cienkiej emisji i LTE wynosi 1:3:5 dla obu izotopologów.

Komponenty struktury nadsubtelnej molekuly HCN w przypadku protogwiazd SMM9 i SMM10 oraz pozycji wpływu molekularnego nr 4 były nierozróżnialne, stąd brak wartości głębokości optycznej.

Oznaczenie '–' wskazuje na źródła, dla których otrzymano negatywne wartości głębokości optycznej.

Źródło: Mirocha et al. 2021

medianą równą 1,29 (Tab. 12). Z uwagi na fakt, że emisja H<sup>13</sup>CN jest optycznie gruba w niektórych pozycjach, nie spełnia więc założenia wymaganego do obliczenia głębokości optycznej dla molekuly HCN. Głębokości optyczne liczone metodą porównania stosunków komponentów struktury nadsubtelnej molekuly HCN znajdują się w zakresie 1,48 do 4,12 z medianą 2,74. Wartości te są generalnie niższe niż obliczone pierwszą metodą. Nie zmieniają jednak wniosku o tym, że emisja HCN jest optycznie gruba.

Głębokości optyczne obliczone dla molekuł HCN, CS i CN są zasadniczo zgodne z wynikami otrzymanymi za pomocą kodu przepływu promieniowania RADEX (van der Tak et al. 2007). Przyjmując gęstość wodoru jako 10<sup>5</sup> cm<sup>-3</sup> oraz typową temperaturę kinetyczną gazu dla małowasywnych protogwiazd (Mottram et al. 2014), czyli 50 K, otrzymano głębokości optyczne linii CS  $J=3-2$  jako 2,1 przy założeniu gęstości kolumnowej 5 × 10<sup>13</sup> cm<sup>-2</sup>. Używając zaktualizowanych stałych zderzeniowych

dla HCN i H<sub>2</sub> (Mullins et al. 2016), głębokość optyczna dla linii HCN  $J=1-0$  wynosi 2,9, zakładając gęstość kolumnową wynoszącą  $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ . Te wartości są zgodne z obliczeniami opartymi o stosunki komponentów struktury nadsubtelnej  $F=2 \rightarrow 1$  i  $F=1 \rightarrow 1$ . Podobne wartości głębokości optycznej (około dwukrotnie większe) można otrzymać, zakładając temperaturę gazu jako 300 K i gęstości wodoru jako  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ .

Podsumowując, emisja w liniach HCN  $J=1-0$  i H<sup>13</sup>CN  $J=1-0$  jest optycznie gruba, a w linii CN  $J=1-0$  zazwyczaj optycznie cienka. Wynika z tego, że efekty pochłaniania promieniowania mogą wpływać na relatywny rozkład przestrzenny HCN i CN oraz stosunki linii tych molekuł.

#### 4.3.5 Stosunki linii

Stosunki linii różnych molekuł ujawniają różnice w ich lokalnych obfitościach i warunkach wzbudzenia. Przewiduje się, że stosunek najniższych przejść rotacyjnych molekuł CN i HCN będzie śledził regiony oświetlone przez promieniowanie ultrafioletowe.

Protogwiazdy z największym stosunkiem CN/HCN znajdują się w południowo-wschodniej części obserwowanego obszaru. W tym rejonie można spodziewać się najwyższych pól fotonowych. Maksimum emisji CN występuje w okolicy protogwiazd SMM3 i SMM6 (Rys. 20). Obie protogwiazdy posiadają silne wpływy molekularne widoczne w emisji molekuly CO, choć nie tak wyraźne w emisji HCN (odpowiednio Rys. 18 i Rys. 17). Stosunek HCN/CO (Tab. 13) w pozycji protogwiazd SMM3 i SMM6 jest stosunkowo niski (odpowiednio 0,27 i 0,44) w porównaniu do przeciętnych wartości dla pozycji protogwiazd ( $0,41 \pm 0,22$ ) i pozycji wpływów molekularnych ( $0,59 \pm 0,23$ ).

Najniższy stosunek CN/HCN wykazuje protogwiazda SMM9 oraz źródła SMM8 i SMM10. Pierwsze z nich posiada rozległe wpływy molekularne, gdzie silna emisja molekuly HCN wynika z jej dużej obfitości w ciepłym gazie (podobnie jak w przypadku wpływu molekularnego nr 3). Dwa ostatnie źródła generalnie charakteryzują się słabą emisją molekularną (por. Rys. 14). Protogwiazda SMM8 znajduje się na brzegu mapy w emisji CO (Rys. 18) i jest wyjątkowo mało jasna ( $L_{\text{bol}} = 0,2 L_{\odot}$ , Tab. 8). Źródło SMM10 związane jest z maksimum w CO  $J=6-5$ , lecz jest wyraźnie słabsze w emisji CN i HCN.

Wartość mediany stosunku linii CN  $J=1-0$  do HCN  $J=1-0$  wynosi  $0,63 \pm 0,19$  w pozycjach protogwiazd. Biorąc pod uwagę jedynie emisję w skrzydłach profili linii wartość ta jest niższa:  $0,40 \pm 0,18$ . Mediana CN/HCN w wybranych pozycjach poza źródłem wynosi  $0,43 \pm 0,18$  i  $0,20 \pm 0,18$  dla pełnego profili linii i emisji w skrzydłach.

Rozpatrując podział ewolucyjny źródeł, protogwiazdy Klasy 0 i Klasy I charakteryzują się podobną medianą stosunku CN/HCN (odpowiednio  $0,61 \pm 0,23$  i  $0,67 \pm 0,17$ ), co świadczy, że wartość ta nie jest wrażliwa na ten etap ewolucyjny protogwiazd. Nieco wyższy poziom CN/HCN dla obiektów Klasy I jest zgodny z teorią ewolucji protogwiazd, kiedy to rozszerzający się kąt rozwarcia wpływów molekularnych powoduje, że większe obszary są narażone na wpływ promieniowania ultrafioletowego. Wpływ głębokości optycznej może mieć wpływ na oszacowanie stosunku linii CN i HCN z uwzględnieniem większego oddziaływania na gęste otoczki protogwiazdowe źródeł Klasy 0.

Tabela 13: Stosunki linii molekularnych dla całego profilu oraz w skrzydłach profilu

| Źródło                | CN / HCN     |                | CS / CO      |                | HCN / CO     |                |
|-----------------------|--------------|----------------|--------------|----------------|--------------|----------------|
|                       | Pełen profil | Skrzydła linii | Pełen profil | Skrzydła linii | Pełen profil | Skrzydła linii |
| Pozycje protogwiazd   |              |                |              |                |              |                |
| Ser SMM1              | 0.61±0.10    | 0.40±0.08      | 0.08±0.01    | 0.05±0.01      | 0.14±0.02    | 0.10±0.02      |
| Ser SMM2              | 0.65±0.10    | 0.53±0.15      | 0.38±0.06    | 0.23±0.05      | 0.58±0.09    | 0.35±0.07      |
| Ser SMM3              | 0.85±0.13    | 0.57±0.11      | 0.16±0.03    | 0.10±0.03      | 0.27±0.04    | 0.10±0.02      |
| Ser SMM4              | 0.47±0.08    | 0.40±0.08      | 0.16±0.03    | 0.12±0.03      | 0.23±0.03    | 0.13±0.03      |
| Ser SMM5              | 0.67±0.09    | 0.31±0.06      | 0.19±0.04    | 0.09±0.03      | 0.31±0.06    | 0.17±0.06      |
| Ser SMM6              | 0.81±0.13    | 0.55±0.11      | 0.29±0.04    | 0.19±0.03      | 0.44±0.07    | 0.14±0.03      |
| Ser SMM8              | 0.43±0.07    | 0.27±0.04      | -            | -              | -            | -              |
| Ser SMM9              | 0.24±0.04    | 0.11±0.02      | 0.34±0.07    | 0.30±0.06      | 0.57±0.09    | 0.49±0.06      |
| Ser SMM10             | 0.41±0.06    | 0.15±0.03      | 0.14±0.03    | 0.09±0.03      | 0.29±0.04    | 0.23±0.04      |
| Ser SMM12             | 0.71±0.10    | 0.63±0.10      | 0.57±0.08    | 0.40±0.05      | 0.82±0.13    | 0.49±0.10      |
| Pozycje poza źródłami |              |                |              |                |              |                |
| 1 (-11.0,33.0)        | 0.58±0.09    | 0.24±0.04      | 0.24±0.03    | 0.15±0.02      | 0.43±0.07    | 0.31±0.04      |
| 2 (114.9,-153.0)      | 0.51±0.08    | 0.47±0.06      | 0.35±0.06    | 0.24±0.03      | 0.47±0.07    | 0.27±0.04      |
| 3 (56.0,-112.0)       | 0.13±0.02    | 0.03±0.01      | 0.54±0.09    | 0.56±0.16      | 0.74±0.13    | 0.72±0.20      |
| 4 (-54.0,81.0)        | 0.25±0.04    | 0.13±0.03      | 0.63±0.10    | 0.54±0.14      | 0.97±0.16    | 0.84±0.22      |
| 5 (138.9,-162.6)      | 0.56±0.09    | 0.49±0.09      | 0.26±0.04    | 0.18±0.03      | 0.36±0.06    | 0.21±0.03      |
| 6 (-60.0,-100.0)      | 0.35±0.08    | 0.16±0.10      | 0.38±0.04    | 0.16±0.04      | 0.59±0.06    | 0.49±0.05      |

Pozycje protogwiazd w górnej części tabeli odnoszą się do źródeł opisanych w Tabeli 8. Pozycje w dolnej części tabeli oznaczają wybrane pozycje odpowiadające wpływowi molekularnemu oraz jednej pozycji niezwiązanej z żadnym znanym źródłem (pozycja tła).

Współrzędne pozycji poza źródłami odnoszą się (w arcsec) do środka mapy (Rys. 17) o współrzędnych  $(\alpha, \delta) = 18^h29^m49,6^s, +01^\circ15'20,5''$ .

Źródło: Mirocha et al. 2021

## 4.4 Analiza wyników

W tym podrozdziale policzono gęstości kolumnowe obserwowanych molekuł przy użyciu kodu RADEX (zob. Rozdz. 3.1), a następnie wartości te porównano z wynikami modelu astrochemicznego wykonanego za pomocą kodu Nahoon (zob. Rozdz. 3.2). W rezultacie otrzymano informacje na temat natężenia promieniowania ultrafioletowego w badanych obiektach oraz dotyczące sieci reakcji chemicznych, które mają największe znaczenie w otoczeniu małowasywnych protogwiazd.

### 4.4.1 Gęstości kolumnowe

W przypadku ośrodka optycznie cienkiego oraz zachowania warunków LTE gęstość kolumnową górnego poziomu obsadzeń danego przejścia molekularnego  $N_u$  może zostać obliczona za pomocą wyrażenia:

$$N_u = \beta \frac{\nu W}{A} \quad (20)$$

gdzie  $\beta = 8\pi k/hc^3$  to stała wynosząca  $1937 \text{ cm}^{-2}$ ,  $W$  jest scałkowaną emisją linii ( $\int T_{mb} dV$ ),  $A$  współczynnikiem Einsteina, a  $\nu$  częstotliwością przejścia pomiędzy górnym i dolnym stanem wyrażona w GHz (np. Yıldız et al. 2015).

Wartość ta wiąże się z całkowitą gęstością kolumnową danej molekuły  $N_{\text{tot}}$ :

$$N_{\text{tot}} = Q(T_{\text{exc}}) \exp\left(\frac{E_u}{k_B T_{\text{exc}}}\right) \frac{N_u}{g_u} \quad (21)$$

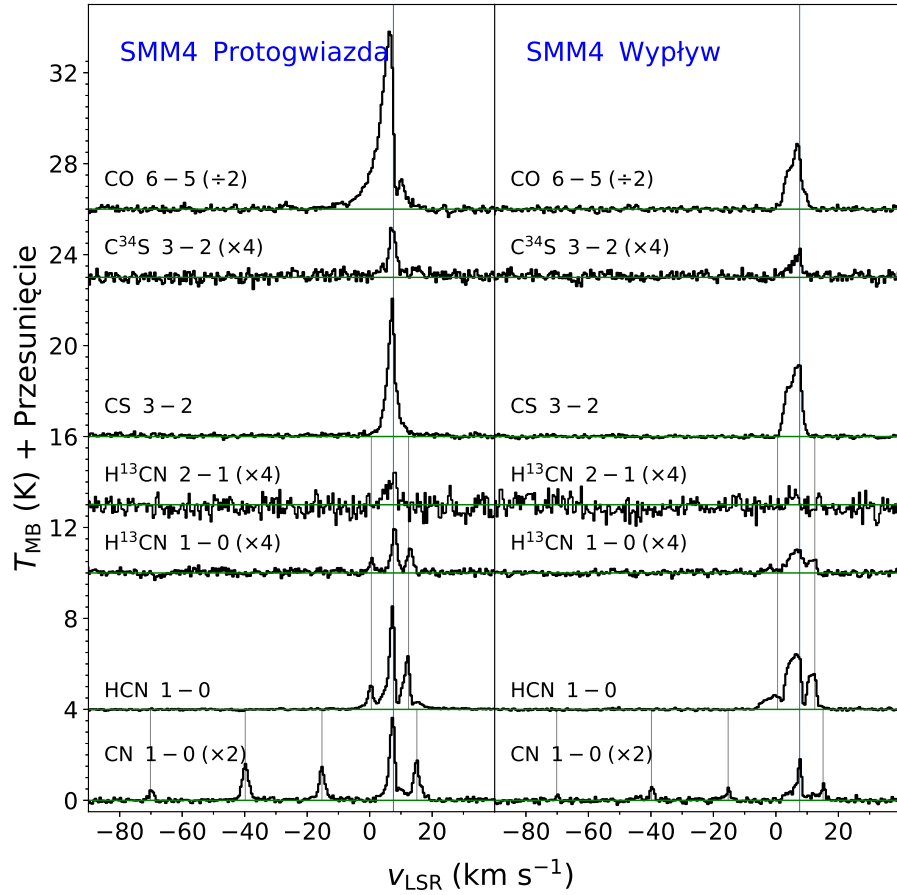
gdzie  $Q(T_{\text{exc}})$  to zależna od temperatury funkcja podziału dla danej molekuły,  $E_u$  jest energią górnego poziomu obsadzeń,  $g_u$  stopniem degeneracji, a  $k_B$  stałą Boltzmanna. W obliczeniach przyjęto temperaturę gazu 50 K (Yıldız et al. 2012).

Tabela 14 przedstawia wyniki obliczeń strumieni linii oraz gęstości kolumnowych górnego poziomu obsadzeń dla poszczególnym molekuł liczone w pozycjach protogwiazd. Profile linii całkowane są w zakresie poziomu  $3 \sigma$  dla każdego widma osobno. Temperatura maksymalna  $T_{\text{peak}}$  odpowiada maksimum linii lub najsilniejszego komponentu struktury nadsubtelnej. Niepewności  $T_{\text{peak}}$  to wartości RMS liczone w pobliżu każdej z linii osobno. Gęstości kolumnowe górnego poziomu obsadzeń  $N_u$  obliczone są za pomocą Równ. 20.

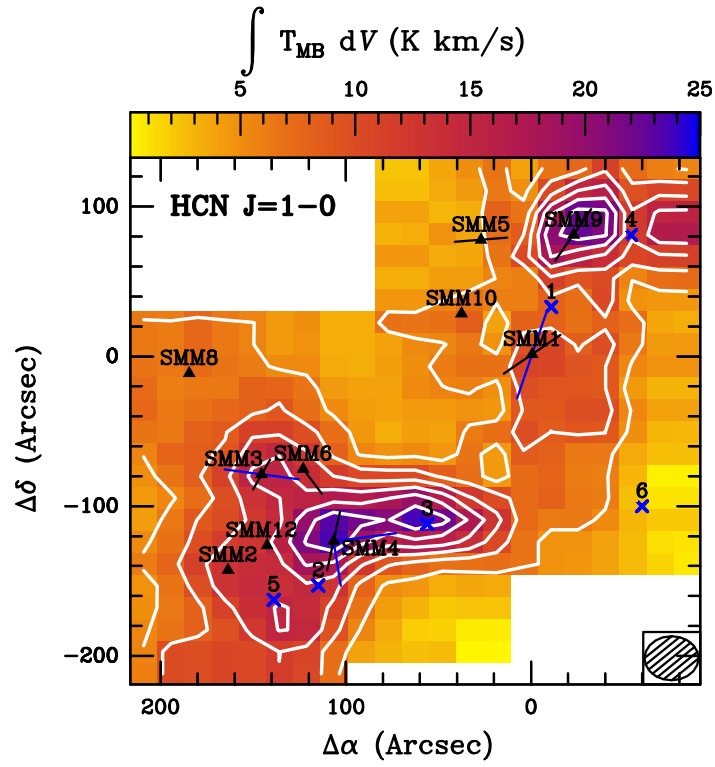
Tabela 15 przedstawia całkowite gęstości kolumnowe  $N_{\text{tot}}$  liczone dla pełnych profili linii oraz dla emisji w skrzydłach osobno (Równ. 21), zakładając  $T_{\text{exc}}$  równą 50 K. Wartości te zostały skorygowane na poprawkę głębokości optycznej  $C$  (Goldsmith & Langer 1999) zdefiniowaną jako:

$$C = \frac{\tau}{1 - \exp^{-\tau}} \quad (22)$$

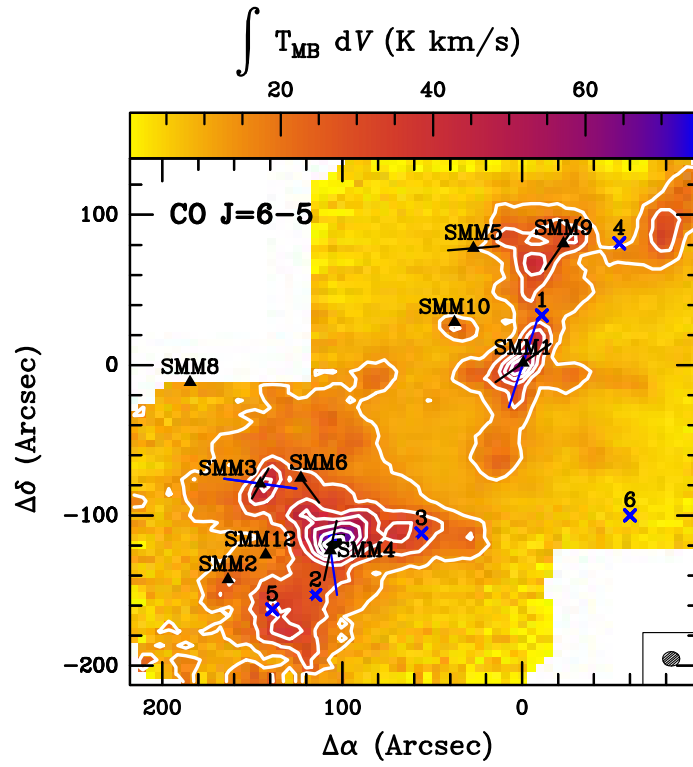
gdzie  $\tau$  to głębokość optyczna.



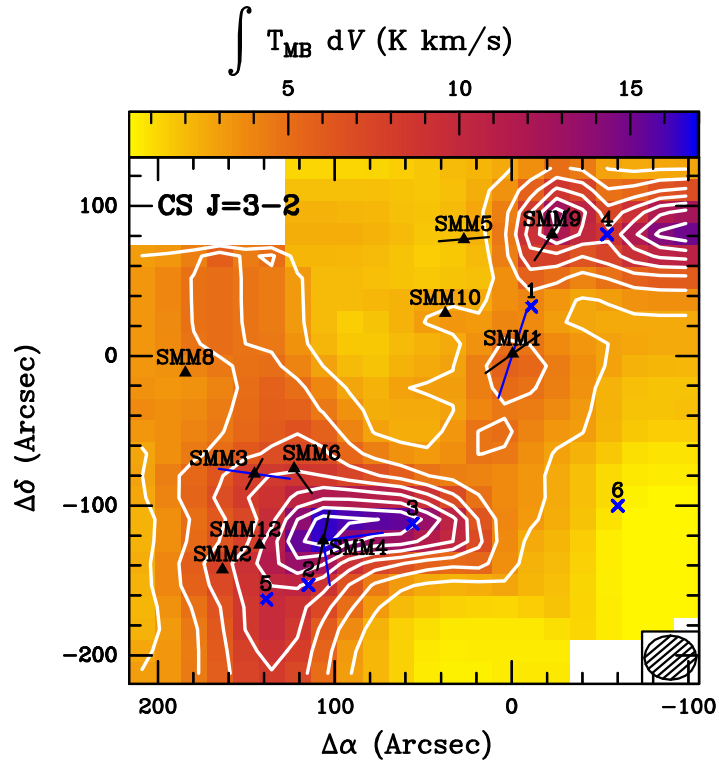
Rysunek 16: Profile linii CO  $J=6-5$ ,  $C^{34}S$   $J=3-2$ , CS  $J=3-2$ ,  $H^{13}CN$   $J=2-1$ ,  $H^{13}CN$   $J=1-0$ , HCN  $J=1-0$  i CN 1-0 w pozycji protogwiazdy Ser SMM4 (lewy panel) i wypływu molekularnego pochodzącego od tego obiektu oznaczonego jako Wypływ 3 (prawy panel). Niebieską linią zaznaczono prędkość obiektu w Lokalnym Układzie Odniesienia. Szare linie oznaczają pozycje komponentów struktury nadsubtelnej. Źródło: Mirocha et al. 2021



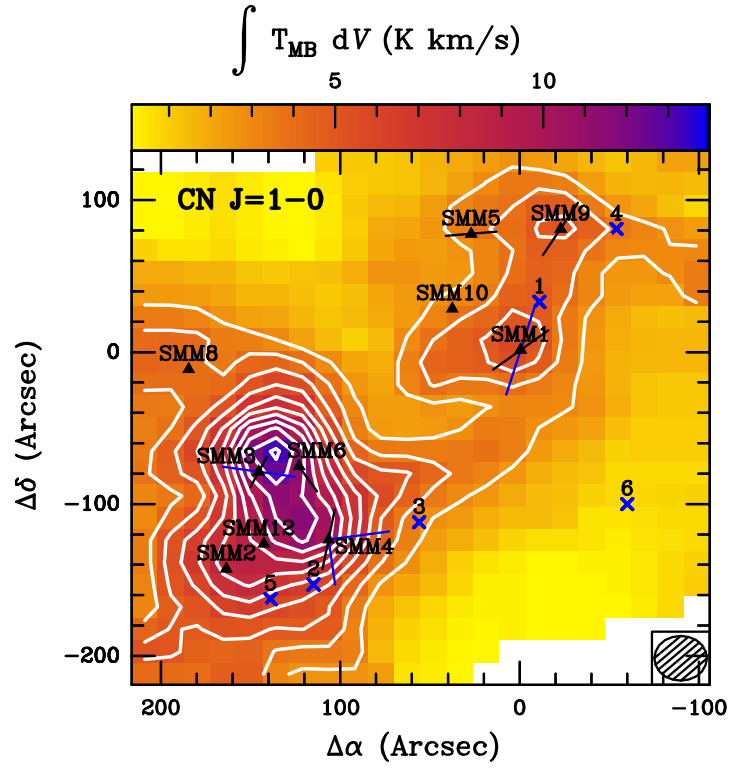
Rysunek 17: Mapa emisji molekularnej linii HCN  $J=1-0$  w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża (kolory i kontury). Czarne trójkąty oznaczają pozycje protogwiazd (zob. Tab. 8) a niebieskie krzyże wybrane pozycje wypływów molekularnych oraz pozycje niezwiązanej ze ww. źródłami (zob. Tab. 13). Czarne linie pokazują kierunki wypływów molekularnych na podstawie emisji CO  $J=6-5$  (Yildiz et al. 2015), a niebieskie na podstawie emisji linii CO  $J=3-2$  (Dionatos et al. 2010). Środek mapy (0,0) odpowiada współrzędnym  $(\alpha, \delta) = 18^h 29^m 49,6^s, +01^\circ 15' 20,5''$ . Kontury rozpoczynają się na poziomie  $20 \sigma$  ( $6 \text{ K km s}^{-1}$ ) i wzrastają z krokiem  $10 \sigma$ . Źródło: Mirocha et al. 2021



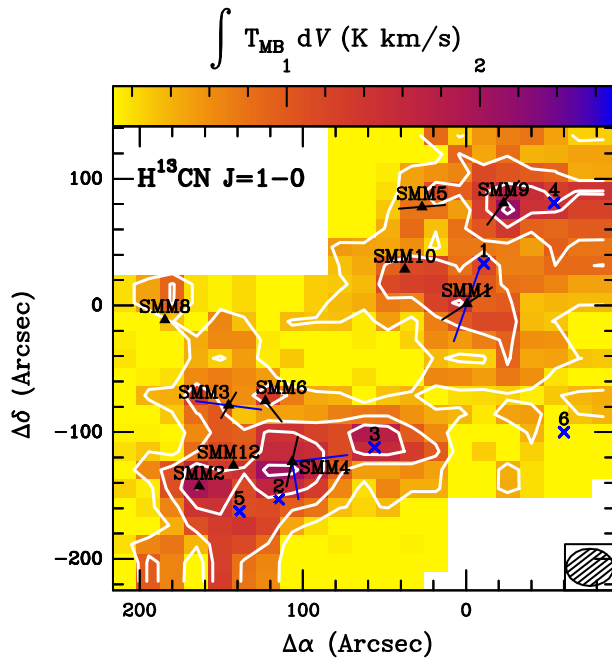
Rysunek 18: Mapa emisji molekularnej linii CO  $J=6-5$  w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża (kolory i kontury). Oznaczenia analogiczne jak w Rys. 17. Kontury rozpoczynają się na poziomie  $70 \sigma$  ( $14 \text{ K km s}^{-1}$ ) z krokiem  $50 \sigma$ . Źródło: Mirocha et al. 2021



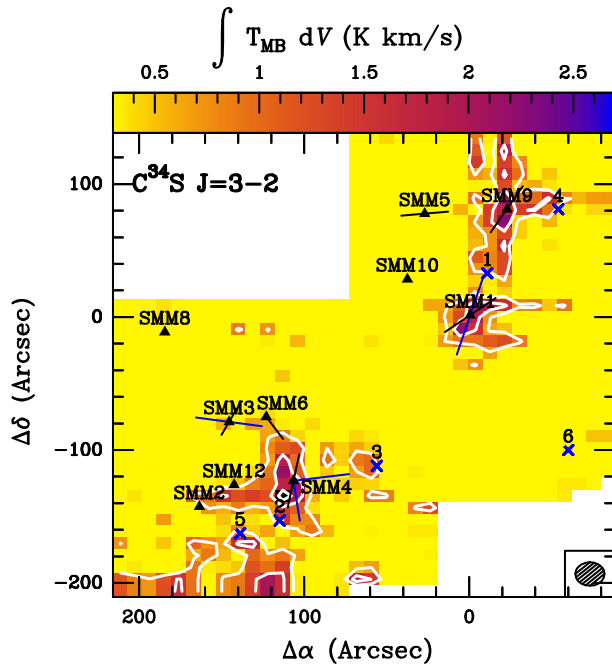
Rysunek 19: Mapa emisji molekularnej linii CS  $J=3-2$  w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża (kolory i kontury). Oznaczenia analogiczne jak w Rys. 17. Kontury rozpoczynają się na poziomie  $7 \sigma$  ( $3,5 \text{ K km s}^{-1}$ ) z krokiem  $3,5 \sigma$ . Źródło: Mirocha et al. 2021



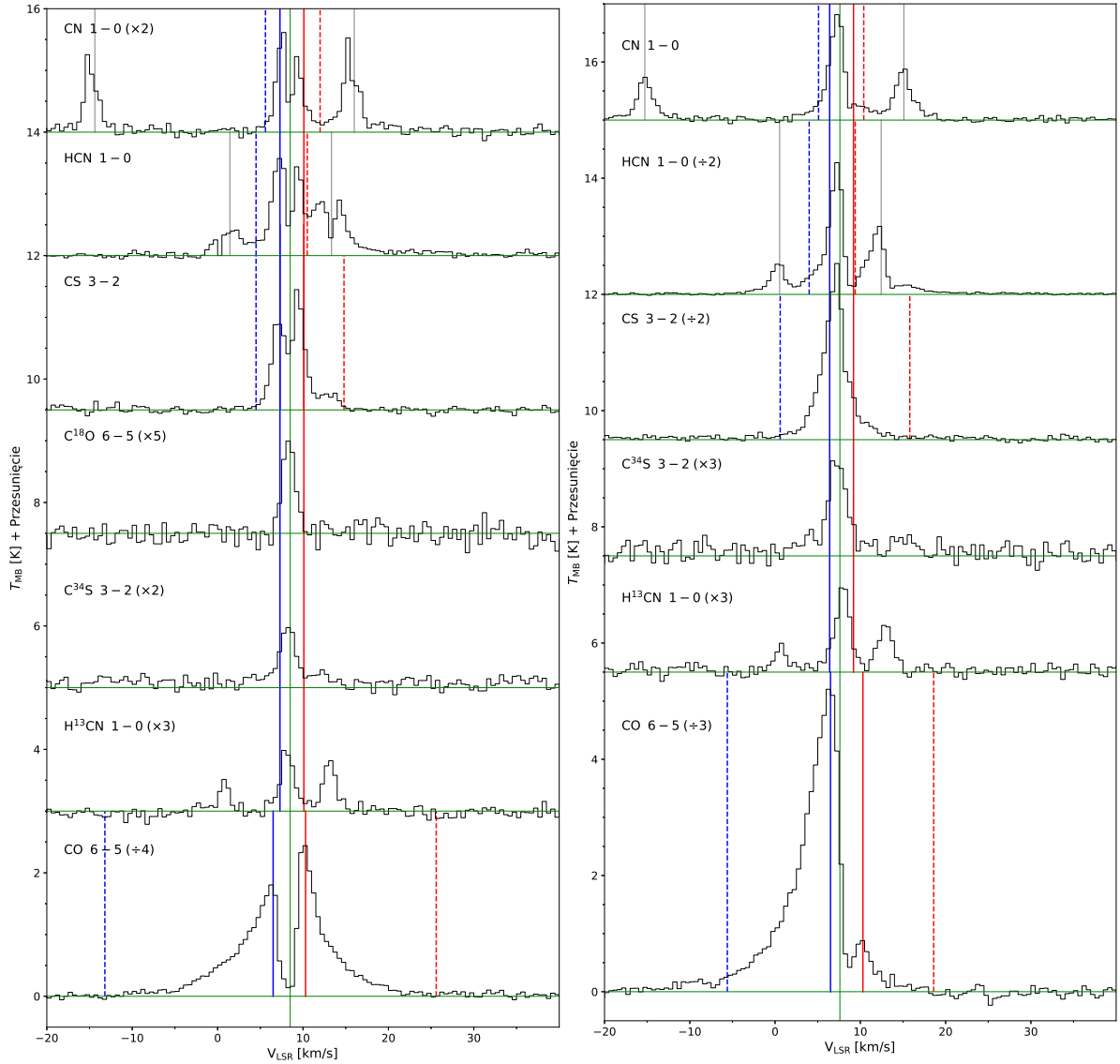
Rysunek 20: Mapa emisji molekularnej linii CN  $J=1-0$  w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża (kolory i kontury). Oznaczenia analogiczne jak w Rys. 17. Kontury rozpoczynają się na poziomie  $10 \sigma$  ( $3,5 \text{ K km s}^{-1}$ ) z krokiem  $3 \sigma$ . Źródło: Mirocha et al. 2021



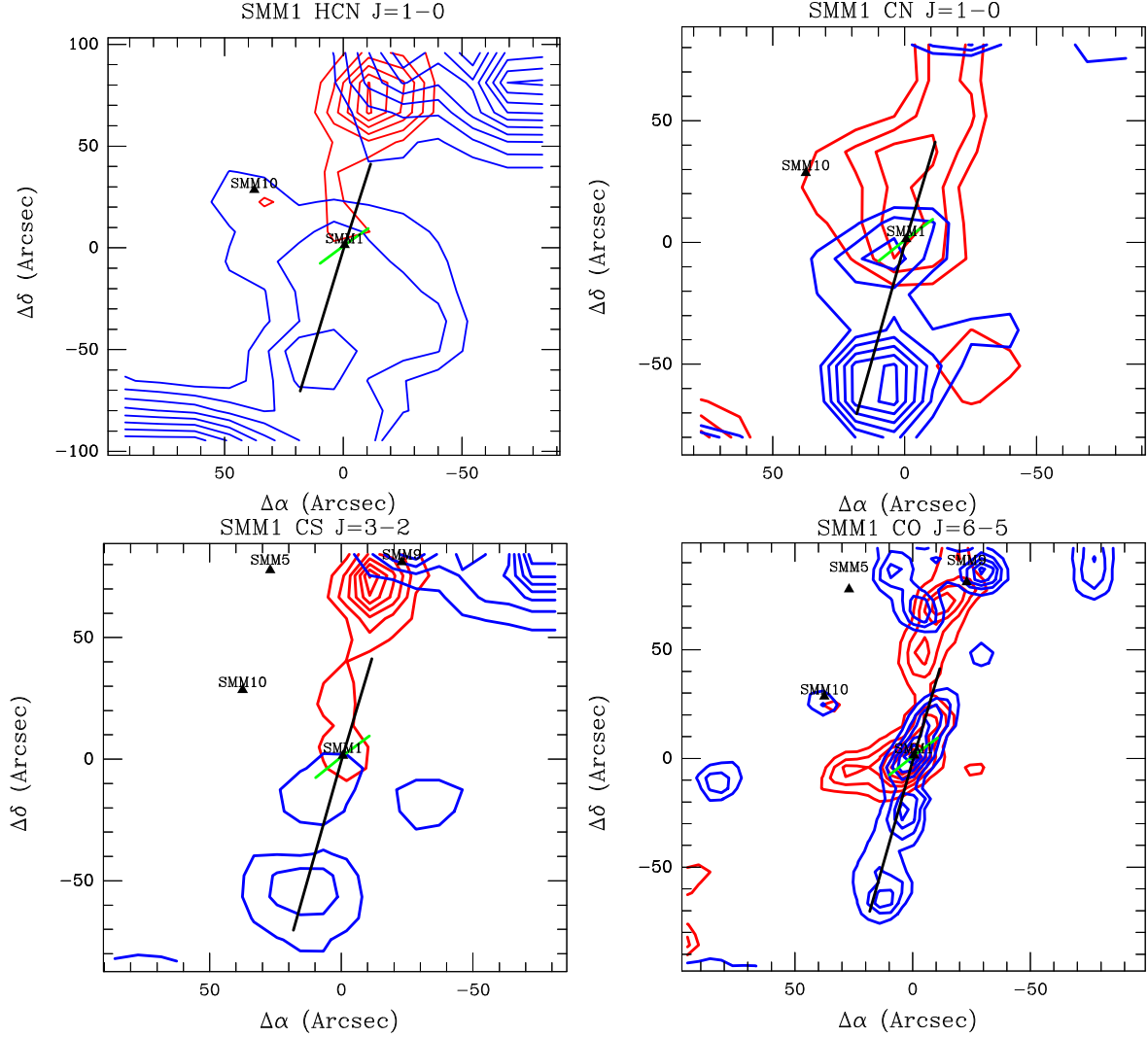
Rysunek 21: Mapa emisji molekularnej linii  $\text{H}^{13}\text{CN } J=1-0$  w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża (kolory i kontury). Oznaczenia analogiczne jak w Rys. 17. Kontury rozpoczynają się na poziomie  $3\sigma$  ( $0,5 \text{ K km s}^{-1}$ ) z krokiem  $3\sigma$ . Źródło: Mirocha et al. 2021



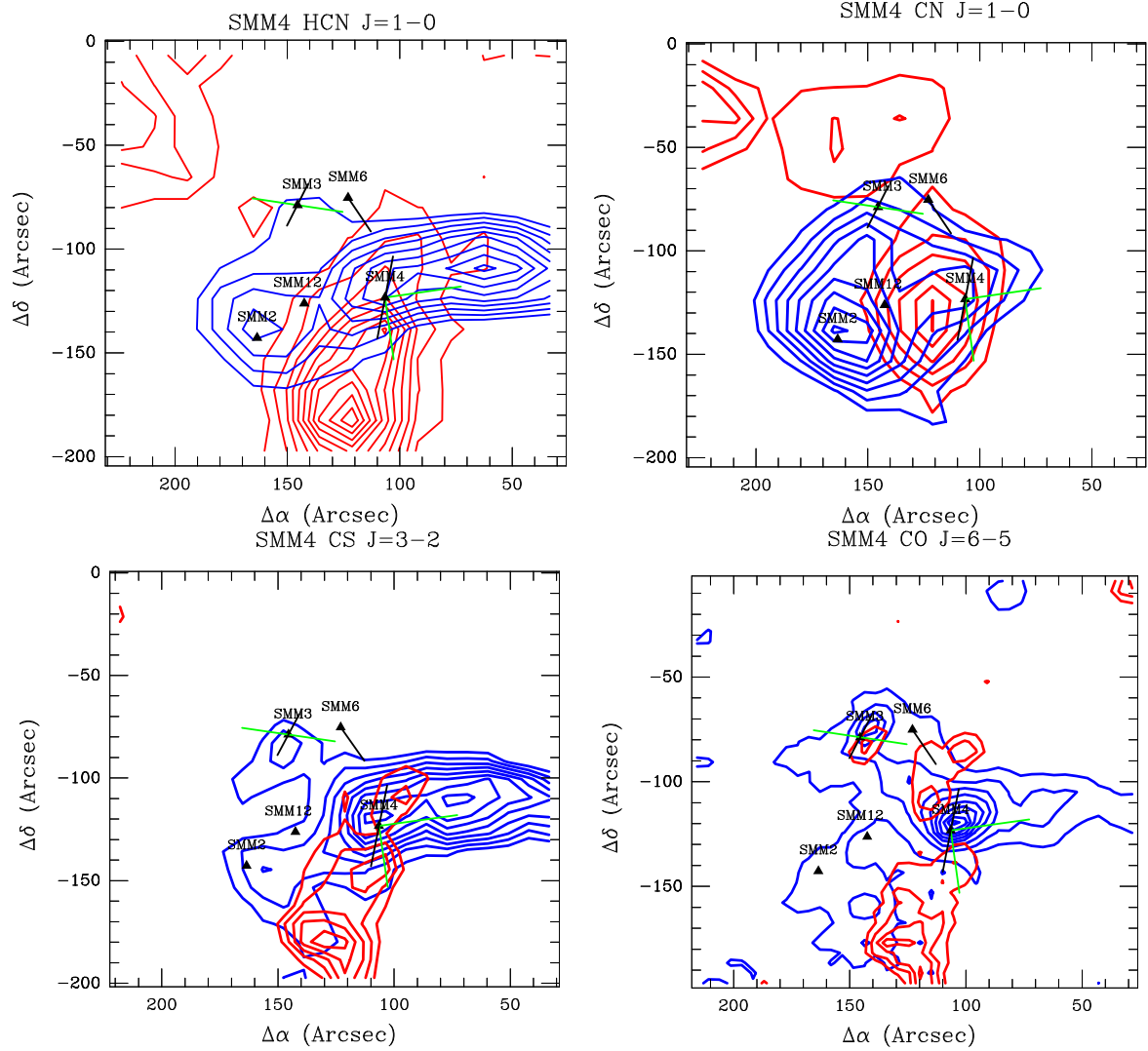
Rysunek 22: Mapa emisji molekularnej linii  $\text{C}^{34}\text{S } J=3-2$  w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża (kolory i kontury). Oznaczenia analogiczne jak w Rys. 17. Kontury rozpoczynają się na poziomie  $3\sigma$  ( $1,2 \text{ K km s}^{-1}$ ) z krokiem  $1,5\sigma$ . Źródło: Mirocha et al. 2021



Rysunek 23: Profile linii obserwowanych przejść wraz z zaznaczonymi zakresami emisji ze skrzydeł. Ciągła linia oznacza wewnętrzną wartość zakresu, a linia przerywana zewnętrzną wartość zakresu prędkości wykorzystaną do obliczenia emisji ze skrzydeł profili linii. Profil linii  $C^{18}O$   $J=6-5$  dla protogwiazdy SMM1 został wykorzystany jako referencyjna wartość dla emisji z otoczki protogwiazdowej (wewnętrzna wartość zakresy emisji ze skrzydeł). Szare linie oznaczają środek komponentów struktury nadsubtelnej. Źródło: Mirocha et al. 2021



Rysunek 24: Emisja w skrzydłach profili linii HCN  $J=1-0$  (górny lewy panel), CN  $J=1-0$  (górny prawy panel), CS  $J=3-2$  (dolny lewy panel) i CO  $6-5$  (dolny prawy panel) w otoczeniu protogwiazdy SMM1. Czerwone kontury oznaczają gaz oddalający się od obserwatora, a niebieskie gaz przybliżający się do Ziemi. Czarne i zielone linie oznaczają kierunki wypływów zdefiniowane przez obserwacje w CO  $J=3-2$  i CO  $J=6-5$  (analogicznie jak na Rys. 17). Zakresy prędkości wykorzystane do obliczenia emisji w skrzydłach profili linii przedstawione są w Tab. 9. Źródło: Mirocha et al. 2021



Rysunek 25: Emisja w skrzydłach profili linii HCN  $J=1-0$  (górny lewy panel), CN  $J=1-0$  (górny prawy panel), CS  $J=3-2$  (dolny lewy panel) i CO 6-5 (dolny prawy panel) w otoczeniu protogwiazdy SMM4. Oznaczenia analogiczne do Rys. 24. Źródło: Mirocha et al. 2021

Tabela 14: Strumienie oraz gęstości kolumnowe górnego poziomu obserwowanych przejść w pozycjach protogwiazd

| Linia                  | SMM1                                               | SMM2                             | SMM3                             | SMM4                             | SMM5                             | SMM6                             | SMM8                             | SMM9                             | SMM10                            | SMM12                            |                                  |
|------------------------|----------------------------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| CN 1-0                 | $\int T_{\text{mb}} dV$<br>(K km s <sup>-1</sup> ) | 6.3±0.9                          | 8.5±1.3                          | 12.2±1.8                         | 10.2±1.5                         | 2.7±0.4                          | 10.6±1.6                         | 3.0±0.5                          | 4.9±0.8                          | 10.1±1.5                         |                                  |
|                        | $T_{\text{peak}}$ (K)                              | 0.89±0.03                        | 1.92±0.04                        | 3.42±0.03                        | 1.90±0.03                        | 0.94±0.03                        | 3.17±0.03                        | 0.94±0.13                        | 0.84±0.04                        | 0.78±0.03                        |                                  |
|                        | $N_{\text{u}}$ (cm <sup>-2</sup> )                 | 1.30(±0.07)<br>×10 <sup>13</sup> | 1.74(±0.09)<br>×10 <sup>13</sup> | 2.50(±0.13)<br>×10 <sup>13</sup> | 2.11(±0.11)<br>×10 <sup>13</sup> | 5.17(±0.03)<br>×10 <sup>12</sup> | 2.21(±0.11)<br>×10 <sup>13</sup> | 6.22(±0.04)<br>×10 <sup>12</sup> | 1.00(±0.04)<br>×10 <sup>13</sup> | 6.25(±0.03)<br>×10 <sup>12</sup> | 2.08(±0.10)<br>×10 <sup>13</sup> |
|                        | $\int T_{\text{mb}} dV$<br>(K km s <sup>-1</sup> ) | 10.3±1.6                         | 13.1±1.9                         | 14.4±2.2                         | 21.7±3.0                         | 4.0±0.8                          | 13.1±1.9                         | 6.8±1.1                          | 20.7±3.1                         | 7.3±1.1                          | 14.2±2.2                         |
| HCN 1-0                | $T_{\text{peak}}$ (K)                              | 1.76±0.04                        | 3.48±0.03                        | 4.95±0.03                        | 4.69±0.03                        | 1.72±0.04                        | 5.15±0.03                        | 1.72±0.04                        | 2.40±0.05                        | 1.75±0.03                        | 3.50±0.04                        |
|                        | $N_{\text{u}}$ (cm <sup>-2</sup> )                 | 6.49(±0.33)<br>×10 <sup>12</sup> | 8.26(±0.40)<br>×10 <sup>12</sup> | 9.17(±0.47)<br>×10 <sup>12</sup> | 1.35(±0.06)<br>×10 <sup>13</sup> | 2.58(±0.16)<br>×10 <sup>12</sup> | 8.29(±0.40)<br>×10 <sup>12</sup> | 4.33(±0.23)<br>×10 <sup>12</sup> | 1.28(±0.05)<br>×10 <sup>13</sup> | 4.58(±0.23)<br>×10 <sup>12</sup> | 9.07(±0.46)<br>×10 <sup>12</sup> |
|                        | $\int T_{\text{mb}} dV$<br>(K km s <sup>-1</sup> ) | 5.9±1.1                          | 8.6±1.4                          | 8.3±1.6                          | 14.8±3.1                         | 2.6±0.5                          | 8.5±1.3                          | 4.5±0.7                          | 12.4±2.5                         | 3.6±0.8                          | 9.9±1.5                          |
|                        | $T_{\text{peak}}$ (K)                              | 1.57±0.05                        | 3.10±0.06                        | 2.90±0.06                        | 4.30±0.06                        | 1.48±0.06                        | 3.2±0.05                         | 2.08±0.05                        | 2.70±0.07                        | 1.43±0.05                        | 3.26±0.04                        |
| CS 3-2                 | $N_{\text{u}}$ (cm <sup>-2</sup> )                 | 4.06(±0.11)<br>×10 <sup>12</sup> | 5.88(±0.14)<br>×10 <sup>12</sup> | 5.72(±0.15)<br>×10 <sup>12</sup> | 1.17(±0.03)<br>×10 <sup>13</sup> | 1.87(±0.05)<br>×10 <sup>12</sup> | 5.86(±0.13)<br>×10 <sup>12</sup> | 3.07(±0.07)<br>×10 <sup>12</sup> | 8.59(±0.24)<br>×10 <sup>12</sup> | 2.47(±0.08)<br>×10 <sup>12</sup> | 6.83(±0.15)<br>×10 <sup>12</sup> |
|                        | $\int T_{\text{mb}} dV$<br>(K km s <sup>-1</sup> ) | 1.3±0.3                          | 0.9±0.2                          | 0.5±0.1                          | 1.5±0.3                          | 0.3±0.1                          | 0.8±0.2                          | 0.3±0.1                          | 1.8±0.3                          | 0.4±0.1                          | 0.6±0.1                          |
|                        | $T_{\text{peak}}$ (K)                              | 0.56±0.05                        | 0.47±0.04                        | 0.36±0.04                        | 0.64±0.05                        | 0.42±0.05                        | 0.56±0.03                        | 0.35±0.05                        | 0.62±0.04                        | 0.40±0.04                        | 0.42±0.05                        |
|                        | $N_{\text{u}}$ (cm <sup>-2</sup> )                 | 7.03(±0.20)<br>×10 <sup>11</sup> | 4.75(±0.14)<br>×10 <sup>11</sup> | 2.73(±0.10)<br>×10 <sup>11</sup> | 8.29(±0.22)<br>×10 <sup>11</sup> | 1.83(±0.08)<br>×10 <sup>11</sup> | 4.23(±0.12)<br>×10 <sup>11</sup> | 1.41(±0.07)<br>×10 <sup>11</sup> | 1.02(±0.03)<br>×10 <sup>12</sup> | 2.16(±0.10)<br>×10 <sup>11</sup> | 3.17(±0.10)<br>×10 <sup>11</sup> |
| C <sup>34</sup> S 3-2  | $\int T_{\text{mb}} dV$<br>(K km s <sup>-1</sup> ) | 1.6±0.2                          | 1.5±0.2                          | 0.6±0.1                          | 1.6±0.3                          | 0.8±0.1                          | 0.9±0.1                          | 0.1±0.1                          | 2.4±0.3                          | 1.0±0.2                          | 1.6±0.3                          |
|                        | $T_{\text{peak}}$ (K)                              | 0.45±0.02                        | 0.64±0.02                        | 0.41±0.03                        | 0.61±0.03                        | 0.42±0.04                        | 0.40±0.02                        | 0.21±0.02                        | 0.38±0.03                        | 0.45±0.04                        | 0.46±0.03                        |
|                        | $N_{\text{u}}$ (cm <sup>-2</sup> )                 | 3.32(±0.17)<br>×10 <sup>11</sup> | 3.08(±0.15)<br>×10 <sup>11</sup> | 1.21(±0.08)<br>×10 <sup>11</sup> | 3.41(±0.18)<br>×10 <sup>11</sup> | 1.63(±0.10)<br>×10 <sup>11</sup> | 1.82(±0.08)<br>×10 <sup>11</sup> | 2.93(±0.37)<br>×10 <sup>10</sup> | 5.01(±0.22)<br>×10 <sup>11</sup> | 2.17(±0.13)<br>×10 <sup>11</sup> | 3.43(±0.18)<br>×10 <sup>11</sup> |
|                        | $\int T_{\text{mb}} dV$<br>(K km s <sup>-1</sup> ) | 1.6±0.2                          | 1.5±0.2                          | 0.6±0.1                          | 1.6±0.3                          | 0.8±0.1                          | 0.9±0.1                          | 0.1±0.1                          | 2.4±0.3                          | 1.0±0.2                          | 1.6±0.3                          |
| H <sup>13</sup> CN 1-0 | $T_{\text{peak}}$ (K)                              | 0.45±0.02                        | 0.64±0.02                        | 0.41±0.03                        | 0.61±0.03                        | 0.42±0.04                        | 0.40±0.02                        | 0.21±0.02                        | 0.38±0.03                        | 0.45±0.04                        | 0.46±0.03                        |
|                        | $N_{\text{u}}$ (cm <sup>-2</sup> )                 | 3.32(±0.17)<br>×10 <sup>11</sup> | 3.08(±0.15)<br>×10 <sup>11</sup> | 1.21(±0.08)<br>×10 <sup>11</sup> | 3.41(±0.18)<br>×10 <sup>11</sup> | 1.63(±0.10)<br>×10 <sup>11</sup> | 1.82(±0.08)<br>×10 <sup>11</sup> | 2.93(±0.37)<br>×10 <sup>10</sup> | 5.01(±0.22)<br>×10 <sup>11</sup> | 2.17(±0.13)<br>×10 <sup>11</sup> | 3.43(±0.18)<br>×10 <sup>11</sup> |
|                        | $\int T_{\text{mb}} dV$<br>(K km s <sup>-1</sup> ) | 1.6±0.2                          | 1.5±0.2                          | 0.6±0.1                          | 1.6±0.3                          | 0.8±0.1                          | 0.9±0.1                          | 0.1±0.1                          | 2.4±0.3                          | 1.0±0.2                          | 1.6±0.3                          |
|                        | $T_{\text{peak}}$ (K)                              | 0.45±0.02                        | 0.64±0.02                        | 0.41±0.03                        | 0.61±0.03                        | 0.42±0.04                        | 0.40±0.02                        | 0.21±0.02                        | 0.38±0.03                        | 0.45±0.04                        | 0.46±0.03                        |

Tabela 14 – kontynuacja z poprzedniej strony

| Linia                              | SMM1             | SMM2             | SMM3             | SMM4             | SMM5             | SMM6             | SMM8 | SMM9             | SMM10            | SMM12            |
|------------------------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|------|------------------|------------------|------------------|
| $\int T_{\text{mb}} dV$            | $75.6 \pm 11.6$  | $22.7 \pm 3.7$   | $52.5 \pm 8.1$   | $94.0 \pm 14.3$  | $13.1 \pm 2.2$   | $29.6 \pm 4.6$   | -    | $36.2 \pm 5.6$   | $24.3 \pm 3.9$   | $17.3 \pm 2.8$   |
| (K km s <sup>-1</sup> )            |                  |                  |                  |                  |                  |                  |      |                  |                  |                  |
| $T_{\text{peak}}$ (K)              | $9.76 \pm 0.18$  | $4.04 \pm 0.23$  | $6.44 \pm 0.17$  | $15.61 \pm 0.21$ | $2.97 \pm 0.17$  | $5.33 \pm 0.15$  | -    | $5.29 \pm 0.12$  | $3.76 \pm 0.17$  | $3.73 \pm 0.18$  |
| $N_{\text{a}}$ (cm <sup>-2</sup> ) | $3.28(\pm 0.04)$ | $9.83(\pm 0.12)$ | $2.27(\pm 0.03)$ | $4.07(\pm 0.05)$ | $5.69(\pm 0.07)$ | $1.28(\pm 0.02)$ | -    | $1.57(\pm 0.02)$ | $1.07(\pm 0.01)$ | $7.49(\pm 0.09)$ |
|                                    | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{15}$ |      | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{15}$ |

Uwzględniono niepewności kalibracji strumienia wynoszące 15%. Źródło: Mirocha et al. 2021

Tabela 15: Gęstości kolumnowe oraz gęstości kolumnowe skorygowane na głębokość optyczną liczone dla pełnego profilu linii oraz emisji w skrzydłach linii

| Line    | SMM1                             | SMM2             | SMM3             | SMM4              | SMM5             | SMM6             | SMM8             | SMM9              | SMM10            | SMM12            |
|---------|----------------------------------|------------------|------------------|-------------------|------------------|------------------|------------------|-------------------|------------------|------------------|
| CN 1-0  | $N_{\text{tot}}$                 | $1.38(\pm 0.17)$ | $1.14(\pm 0.22)$ | $1.47(\pm 0.32)$  | $1.34(\pm 0.27)$ | $6.28(\pm 0.72)$ | $1.33(\pm 0.28)$ | $3.74(\pm 0.92)$  | $6.18(\pm 1.30)$ | $7.52(\pm 0.81)$ |
|         | $(\text{cm}^{-2})$               | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{15}$  | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{14}$  | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{15}$ |
|         | $N_{\text{tot}}^{\text{corr}}$   | $1.14(\pm 0.17)$ | $1.54(\pm 0.22)$ | $2.17(\pm 0.32)$  | $1.84(\pm 0.27)$ | $4.68(\pm 0.72)$ | $1.83(\pm 0.28)$ | $5.12(\pm 0.92)$  | $8.54(\pm 1.30)$ | $5.05(\pm 0.81)$ |
|         | $(\text{cm}^{-2})$               | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{15}$  | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{14}$  | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{15}$ |
|         | $N_{\text{wings}}$               | $4.93(\pm 0.11)$ | $4.53(\pm 0.13)$ | $2.94(\pm 0.12)$  | $5.71(\pm 0.09)$ | $5.90(\pm 1.40)$ | $1.96(\pm 0.11)$ | $1.09(\pm 0.24)$  | $3.33(\pm 0.13)$ | $1.02(\pm 0.12)$ |
|         | $(\text{cm}^{-2})$               | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{14}$  | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{14}$  | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{14}$ |
| HCN 1-0 | $N_{\text{wings}}^{\text{corr}}$ | $1.25(\pm 0.01)$ | $4.53(\pm 0.13)$ | $2.94(\pm 0.12)$  | $1.21(\pm 0.01)$ | $5.90(\pm 1.40)$ | $3.56(\pm 0.11)$ | $1.09(\pm 0.24)$  | $6.45(\pm 0.13)$ | $1.02(\pm 0.12)$ |
|         | $(\text{cm}^{-2})$               | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{14}$  | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{14}$  | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{15}$ |
|         | $N_{\text{tot}}$                 | $1.16(\pm 0.03)$ | $1.14(\pm 0.03)$ | $3.38(\pm 0.36)$  | $1.24(\pm 0.05)$ | $5.75(\pm 0.12)$ | $6.45(\pm 0.31)$ | $1.62(\pm 0.18)$  | $1.81(\pm 0.04)$ | $7.66(\pm 0.18)$ |
|         | $(\text{cm}^{-2})$               | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{14}$  | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{14}$  | $\times 10^{15}$ | $\times 10^{15}$ |
|         | $N_{\text{tot}}^{\text{corr}}$   | $1.74(\pm 0.26)$ | $2.10(\pm 0.31)$ | $2.38(\pm 0.836)$ | $3.56(\pm 0.49)$ | $6.63(\pm 1.20)$ | $2.24(\pm 0.31)$ | $1.08(\pm 0.18)$  | $3.40(\pm 0.51)$ | $1.24(\pm 0.18)$ |
|         | $(\text{cm}^{-2})$               | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{14}$  | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{14}$  | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{14}$ |
| CS 3-2  | $N_{\text{wings}}$               | $1.12(\pm 0.01)$ | $8.31(\pm 0.10)$ | $6.51(\pm 0.09)$  | $1.40(\pm 0.01)$ | $4.07(\pm 0.13)$ | $4.34(\pm 0.09)$ | $4.33(\pm 0.12)$  | $2.62(\pm 0.02)$ | $8.23(\pm 0.11)$ |
|         | $(\text{cm}^{-2})$               | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$  | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$  | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{14}$ |
|         | $N_{\text{wings}}^{\text{corr}}$ | $2.81(\pm 0.01)$ | $8.29(\pm 0.10)$ | $6.51(\pm 0.09)$  | $2.95(\pm 0.01)$ | $4.07(\pm 0.13)$ | $7.76(\pm 0.09)$ | $4.3(3 \pm 0.12)$ | $4.95(\pm 0.02)$ | $8.23(\pm 0.11)$ |
|         | $(\text{cm}^{-2})$               | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$  | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$  | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{14}$ |
|         | $N_{\text{tot}}$                 | $2.04(\pm 0.06)$ | $1.31(\pm 0.08)$ | $6.34(\pm 0.87)$  | $2.31(\pm 0.17)$ | $5.22(\pm 0.27)$ | $1.22(\pm 0.07)$ | $3.35(\pm 0.37)$  | $2.94(\pm 0.14)$ | $6.13(\pm 0.44)$ |
|         | $(\text{cm}^{-2})$               | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{13}$  | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{13}$  | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{13}$ |
| CS 3-2  | $N_{\text{tot}}^{\text{corr}}$   | $3.25(\pm 0.62)$ | $4.76(\pm 0.81)$ | $4.61(\pm 0.87)$  | $8.32(\pm 1.70)$ | $1.35(\pm 0.27)$ | $4.84(\pm 0.74)$ | $2.50(\pm 0.37)$  | $7.01(\pm 1.40)$ | $1.97(\pm 0.44)$ |
|         | $(\text{cm}^{-2})$               | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$  | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$  | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$ |
|         | $N_{\text{wings}}$               | $3.04(\pm 0.50)$ | $2.06(\pm 0.07)$ | $2.63(\pm 0.07)$  | $6.07(\pm 0.07)$ | $5.91(\pm 0.70)$ | $1.82(\pm 0.06)$ | $7.88(\pm 0.61)$  | $7.89(\pm 0.08)$ | $1.90(\pm 0.06)$ |
|         | $(\text{cm}^{-2})$               | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$  | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{12}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{12}$  | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$ |
|         | $N_{\text{wings}}^{\text{corr}}$ | $8.33(\pm 0.50)$ | $4.12(\pm 0.07)$ | $2.63(\pm 0.07)$  | $1.14(\pm 0.01)$ | $1.69(\pm 0.07)$ | $1.82(\pm 0.06)$ | $7.88(\pm 0.61)$  | $1.74(\pm 0.01)$ | $1.90(\pm 0.06)$ |
|         | $(\text{cm}^{-2})$               | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$  | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{13}$ | $\times 10^{12}$  | $\times 10^{14}$ | $\times 10^{13}$ |

Źródło: Mirocha et al. 2021

Tabela 16 przedstawia porównanie gęstości kolumnowych molekuły HCN obliczonych za pomocą poprawki na głębokość optyczną oraz poprzez przeskalowanie gęstości kolumnowych molekuły  $\text{H}^{13}\text{CN}$ . Głębokości optyczne są obliczone za pomocą stosunku komponentów struktury nadsubtelnej  $F=2 \rightarrow 1 \div 1 \rightarrow 1$  ( $N(\text{HCN})_{\tau_1}$ ) oraz dla pełnego profilu linii HCN  $J=1-0$  przy użyciu Równania 19 ( $N(\text{HCN})_{\tau_2}$ ). Gęstości kolumnowe molekuły  $\text{H}^{13}\text{CN}$  są przeskalowane przez czynnik 68, który odpowiada standardowemu stosunkowi izotopów  $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$  w ośrodku międzygwiazdowym (Milam et al. 2005). Gęstości kolumnowe molekuły HCN obliczone wyżej wymienionymi sposobami różnią się od siebie średnio o czynniki 0,7 ( $N(\text{HCN})_{\tau_1}$ ) i 2,7 ( $N(\text{HCN})_{\tau_2}$ ). Można więc stwierdzić, że niezależnie liczone gęstości kolumnowe molekuły HCN ze sobą zgodne w granicach rzędu wielkości (o czynnik około 4).

Tabela 16: Porównanie gęstości kolumnowych molekuły HCN

| Źródło | $N(\text{HCN})_{\tau_1}$<br>$10^{14} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$ | $N(\text{HCN})_{\tau_2}$<br>$10^{14} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$ | $N(\text{H}^{13}\text{CN}) \times 68$<br>$10^{14} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$ | Zakres stosunków |
|--------|----------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------|------------------|
| SMM1   | 4.8( $\pm 0.8$ )                                               | 1.7( $\pm 0.3$ )                                               | 6.0( $\pm 0.1$ )                                                            | 1.3-3.5          |
| SMM2   | 5.8( $\pm 0.9$ )                                               | 2.1( $\pm 0.3$ )                                               | 5.7( $\pm 0.1$ )                                                            | 1.0-2.7          |
| SMM3   | 7.0( $\pm 1.1$ )                                               | 2.4( $\pm 0.8$ )                                               | 2.1( $\pm 0.1$ )                                                            | 0.3-0.9          |
| SMM4   | 8.9( $\pm 1.4$ )                                               | 3.6( $\pm 0.5$ )                                               | 6.1( $\pm 0.1$ )                                                            | 0.7-1.7          |
| SMM5   | 2.3( $\pm 0.4$ )                                               | 0.7( $\pm 0.1$ )                                               | 2.9( $\pm 0.1$ )                                                            | 1.3-4.1          |
| SMM6   | 5.7( $\pm 0.9$ )                                               | 2.2( $\pm 0.3$ )                                               | 3.3( $\pm 0.1$ )                                                            | 0.6-1.5          |
| SMM8   | -                                                              | 1.1( $\pm 0.2$ )                                               | 0.5( $\pm 0.1$ )                                                            | 0.5              |
| SMM9   | -                                                              | 3.4( $\pm 0.5$ )                                               | 9.0( $\pm 0.1$ )                                                            | 2.6              |
| SMM10  | -                                                              | 1.2( $\pm 0.2$ )                                               | 3.9( $\pm 0.1$ )                                                            | 3.3              |
| SMM12  | 7.5( $\pm 1.1$ )                                               | 2.3( $\pm 0.4$ )                                               | 6.1( $\pm 0.1$ )                                                            | 0.8-2.7          |

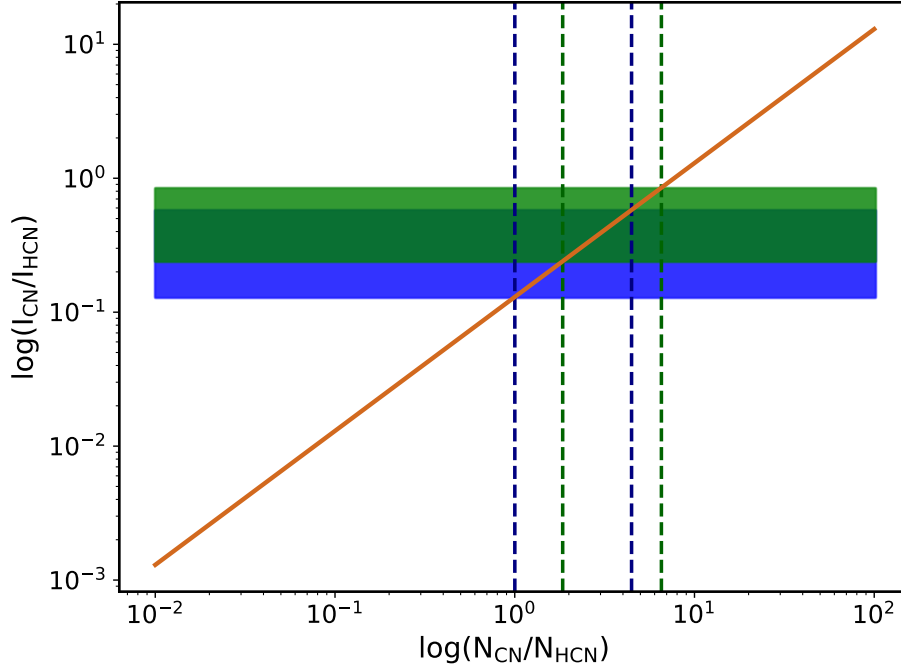
$N(\text{HCN})_{\tau_1}$  odnosi się do gęstości kolumnowych molekuły HCN skorygowanych na głębokość optyczną (Równ. 22) obliczonych na podstawie stosunku komponentów struktury nadsubtelnej  $F=2 \rightarrow 1$  i  $F=1 \rightarrow 1$  (zob. Tab. 12).

$N(\text{HCN})_{\tau_2}$  odnosi się do gęstości kolumnowych molekuły HCN liczonych z pełnego profilu linii przy założeniu optycznie cienkiej emisji  $\text{H}^{13}\text{CN}$  (Równ. 19). Zakres stosunków gęstości kolumnowej HCN skorygowanej na głębokość optyczną oraz przeskalowanej z obserwacji  $\text{H}^{13}\text{CN}$  przedstawiony jest w ostatniej kolumnie.

Źródło: Mirocha et al. 2021

Ze względu na stosunkowo dużą głębokość optyczną obserwacji linii HCN  $J=1-0$ , stosunki gęstości kolumnowych molekuł CN i HCN zostały obliczone niezależnie za pomocą kodu przepływu promieniowania RADEX. W celu symulacji środowiska optycznie cienkiego do obliczeń użyto gęstości kolumnowej molekuły HCN wynoszącej  $10^8 \text{ cm}^{-2}$  oraz gęstości kolumnowych molekuły CN wahających się w granicach  $10^6 - 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Założono szerokość linii jako  $1 \text{ km s}^{-1}$  oraz typowe parametry fizyczne gazu w regionach formujących małowasywne protogwiazdy:  $n_{\text{H}}$  w zakresie  $10^4 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}}$  w granicach

50 – 300 K (np. Yıldız et al. 2013, Mottram et al. 2014). Modele uwzględniają strukturę nadsubtelną, ale nie uwzględniają wewnętrznego pola promieniowania.



Rysunek 26: Stosunki gęstości kolumnowej molekuł CN i HCN obliczone za pomocą kodu RADEX dla parametrów gazu:  $n_H = 10^5 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 50 \text{ K}$  dla różnych wartości stosunku natężenia linii (pomarańczowa linia). Stosunek obserwowanych natężeń linii CN  $J=1-0$  do HCN  $J=1-0$  przedstawiony jest jako prostokąt: jasnozielony odpowiada wartościom dla pozycji protogwiazd, a niebieski dla pozycji wpływów, ciemnozielony natomiast oznacza część wspólną obu zakresów. Stosunek gęstości kolumnowych został zaznaczony jako zielone i granatowe przerywane linie, które odpowiadają odpowiednio zakresom pozycji protogwiazd i wpływów. Źródło: Mirocha et al. 2021

Rysunek 26 przedstawia przykładowy model liczony dla gęstości wodoru wynoszącej  $10^5 \text{ cm}^{-3}$  oraz temperatury kinetycznej równej 50 K. Model porównano z obserwowanymi stosunkami linii CN i HCN. Wyniki pozostałych modeli dla siatki parametrów fizycznych zebrane są w Tabeli 17 oraz zamieszczone są w Aneksie A. Stosunek gęstości kolumnowej molekuł CN i HCN rośnie wraz z gęstością wodoru i temperaturą, jednak dla zadanej siatki parametrów fizycznych nie są to zmiany drastyczne. W pozycjach protogwiazd stosunek gęstości kolumnowych CN/HCN waha się od 1,3 do 11,8 ( $1 \sigma = 3,2$ ). W przypadku pozycji wpływów molekularnych, które reprezentują większą różnorodność środowiska, stosunek ten znajduje się w zakresie 0,7 do 8,1 ( $1 \sigma = 2,3$ ). Obserwowane stosunki natężeń linii CN i HCN odpowiadają więc stosunkowi gęstości kolumnowej tych molekuł w zakresie 1-12 niezależnie od paramentów fizycznych gazu.

Tabela 17: Stosunki gęstości kolumnowych molekuł CN i HCN w zależności od modelu RADEX dla pozycji protogwiazd i pozycji wpływów.

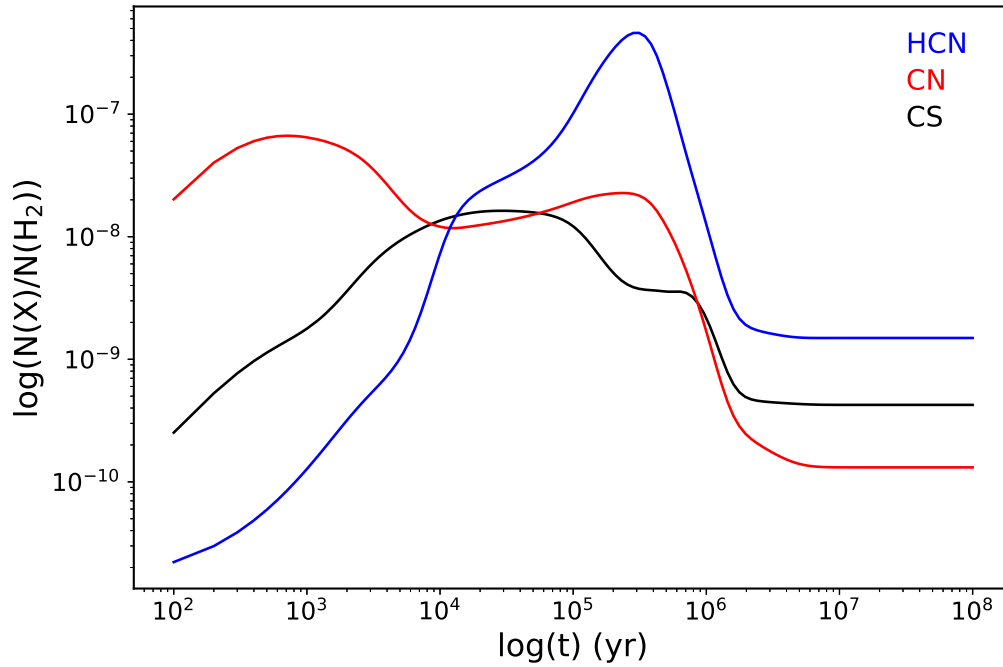
| $n_{\text{H}_2}$<br>( $\text{cm}^{-3}$ ) | $T_{\text{kin}}$<br>(K) | $N_{\text{CN}}/N_{\text{HCN}}$<br>Pozycje protogwiazd | $N_{\text{CN}}/N_{\text{HCN}}$<br>Pozycje poza źródłem |
|------------------------------------------|-------------------------|-------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------|
| $10^4$                                   | 50                      | 1.57-5.55                                             | 0.85-3.79                                              |
| $10^4$                                   | 100                     | 1.40-4.98                                             | 0.76-3.40                                              |
| $10^4$                                   | 200                     | 1.33-4.70                                             | 0.72-3.21                                              |
| $10^4$                                   | 300                     | 1.32-4.66                                             | 0.71-3.18                                              |
| $10^5$                                   | 50                      | 1.85-6.55                                             | 1.00-4.67                                              |
| $10^5$                                   | 100                     | 1.87-6.23                                             | 1.01-4.52                                              |
| $10^5$                                   | 200                     | 2.01-7.12                                             | 1.09-4.86                                              |
| $10^5$                                   | 300                     | 2.14-7.60                                             | 1.16-5.18                                              |
| $10^6$                                   | 50                      | 2.52-8.93                                             | 1.37-6.10                                              |
| $10^6$                                   | 100                     | 2.84-10.04                                            | 1.54-6.85                                              |
| $10^6$                                   | 200                     | 3.17-11.22                                            | 1.72-7.65                                              |
| $10^6$                                   | 300                     | 3.33-11.80                                            | 1.80-8.05                                              |

Źródło: Mirocha et al. 2021

#### 4.4.2 Model astrochemiczny

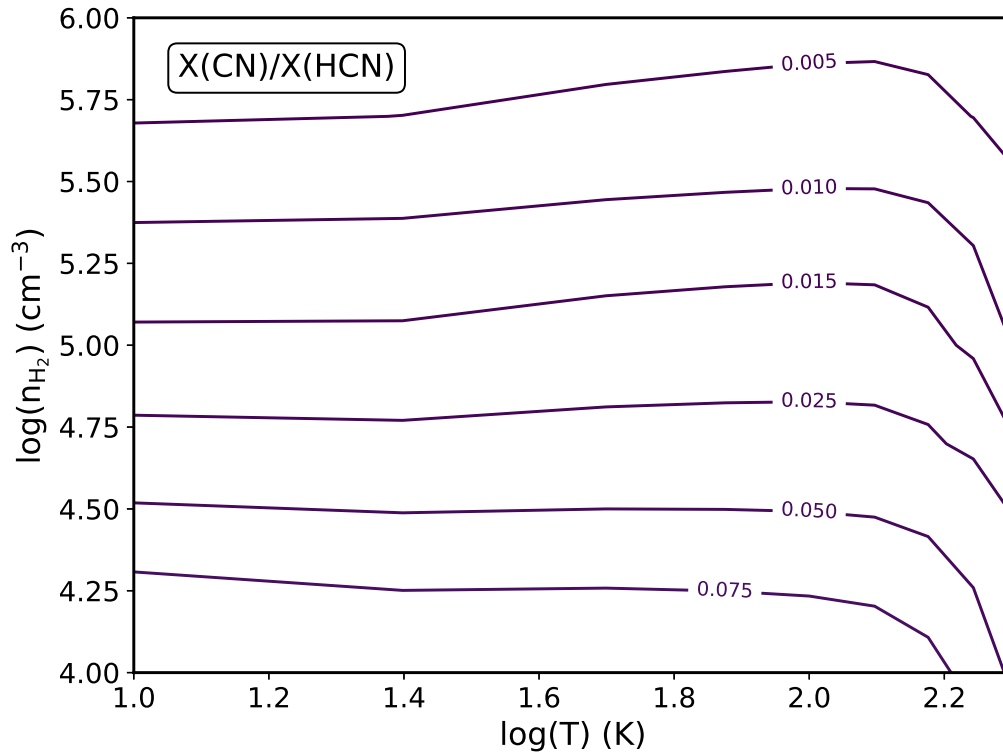
Model astrochemiczny uzyskany za pomocą kodu Nahoon (zob. Rozdz. 3.2) został wykorzystany do obliczenia teoretycznych obfitości molekuł dla różnych warunków fizycznych oraz relatywnego natężenia promieniowania ultrafioletowego.

Ewolucja sieci chemicznej zaczyna się w czasie formowania się ciemnego obłoku molekularnego. Rysunek 27 przedstawia model odpowiadający typowym warunkom panującym w tego typu obiektach: temperaturze 10 K i gęstości wodoru  $n_{\text{H}}$  wynoszącej  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Ewolucja obfitości molekuł HCN, CN i CS stabilizuje się po upływie  $10^7$  lat, kiedy to obfitość HCN jest wyższa niż CN. Zakładając, że formacja gwiazdowa w gęstych obłokach molekularnych zaczyna się w czasie  $t = 10^6$  lat, modelowe wartości obfitości wszystkich 489 molekuł i atomów użytych w sieci chemicznej w tym czasie zostały użyte jako dane wejściowe kolejnych modeli astrochemicznych.



Rysunek 27: Ewolucja modelowych obfitości molekuły CN (czerwona linia), HCN (niebieska linia) i CS (czarna linia) obliczone za pomocą kodu Nahoon z parametrami początkowymi:  $n_H = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 10 \text{ K}$  i  $A_v = 5 \text{ mag}$ . Obfitości początkowe molekuł HCN, CN i CS wynosiły 0 w czasie  $t = 0$ . Założony współczynnik jonizacji promieniowania kosmicznego wynosi  $1,3 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}$ , stosunek pyłu do gazu 0,01, promień drobin pyłu  $10^{-5} \text{ cm}$ , a gęstość pyłu  $3 \text{ g cm}^{-3}$ . Źródło: Mirocha et al. 2021

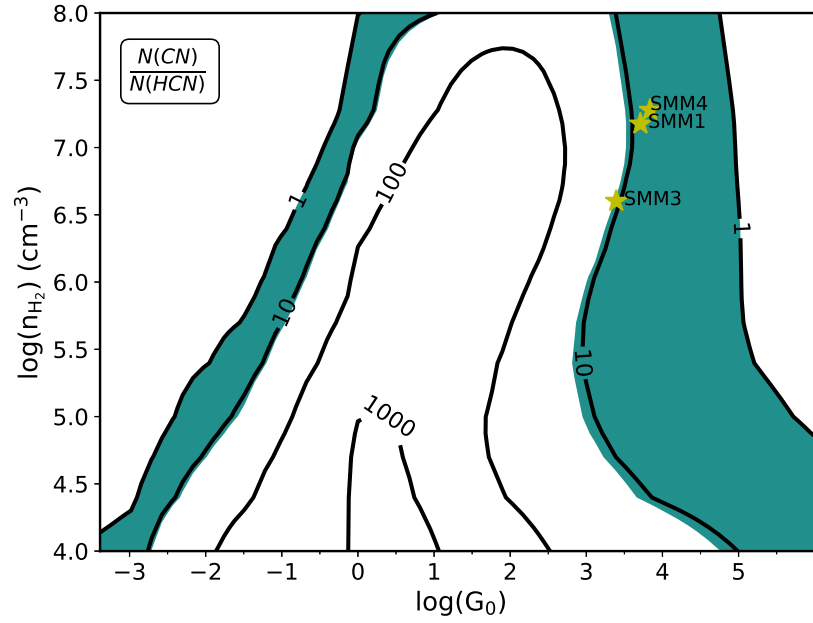
Kolejny zestaw modeli wykonanych za pomocą kodu Nahoon miał na celu imitację warunków, w których powstają protogwiazdy. Obfitości początkowe molekuł i atomów zostały zaczerpnięte z poprzedniej symulacji: ewolucji bezgwiazdnego obłoku molekularnego. Przyjęto współczynnik jonizacji promieniowaniem kosmicznym równy  $1,3 \times 10^{17} \text{ s}^{-1}$  (Cravens & Dalgarno 1978). Modele zostały wykonane dla różnych parametrów fizycznych gazu: temperatury w zakresie 10-200 K i gęstości wodoru od  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  do  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Rysunek 28 przedstawia wyniki modelowania przy założeniu ekstynkcji międzygwiazdowej  $A_v$  równej 5, co odpowiada braku zewnętrznego promieniowania ultrafioletowego. W tym przypadku molekuła HCN jest liczniejsza od molekuły CN o 2-3 rzędy wielkości. Stosunek gęstości kolumnowych tych molekuł słabo zależy od temperatury gazu aż do  $\sim 100 \text{ K}$ , dlatego do kolejnego modelowania ustalono stałą temperaturę równą 50 K.



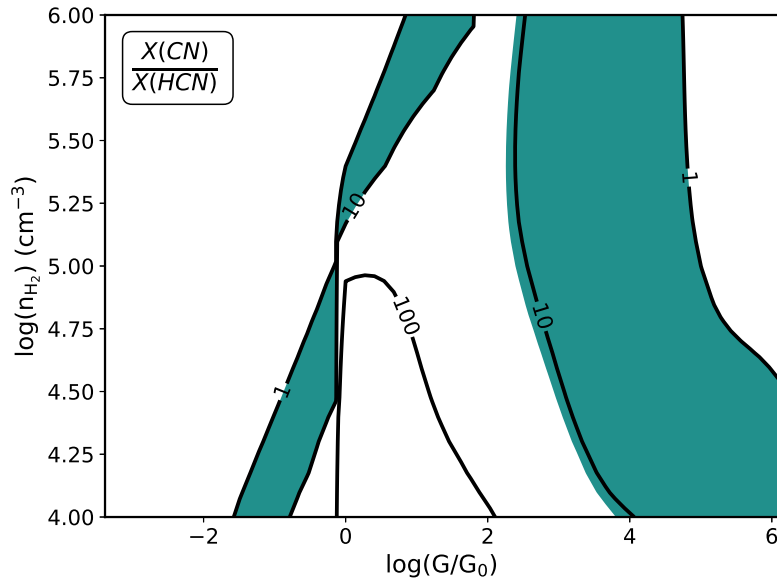
Rysunek 28: Wykres konturowy zestawu modeli Nahoon zawierający stosunki obfitości CN/HCN w czasie  $10^7$  lat po rozpoczęciu formowania się obłoku molekularnego przy ustalonej ekstynkcji międzygwiazdowej  $A_v = 5$ . Źródło: Mirocha et al. 2021

Rysunek 29 przedstawia stosunki gęstości kolumnowej molekuł CN i HCN w funkcji gęstości gazu  $n_H$  i promieniowania ultrafioletowego  $G_0$  w jednostkach Pola Habinga<sup>17</sup> przy ustalonej temperaturze równej 50 K. Model wskazuje na słaby wpływ gęstości gazu na stosunek gęstości kolumnowej badanych molekuł, który zależy głównie od relatywnego natężenia promieniowania w dalekim ultrafiolecie  $G_0$ . Stosunek ten rośnie do wartości  $G_0 \sim 1$ , a następnie maleje w przypadku występowania większych pól fotonowych. Podobnie wygląda zestaw modeli przygotowanych dla temperatury 300 K (Rys. 30), choć należy pamiętać, że stosunek obfitości CN/HCN zmienia się znacznie przy wyższych temperaturach (por. Rys. 28).

<sup>17</sup> $1.6 \times 10^{-3}$  ergs cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup> (Habing 1968, Kaufman et al. 1999) dla promieniowania w dalekim ultrafiolecie ( $6 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}$ )



Rysunek 29: Stosunek gęstości kolumnowej molekuł CN i HCN dla siatki gęstości wodoru  $n_{\text{H}}$  i relatywnego natężenia promieniowania UV  $G_0$  przy ustalonej temperaturze równej 50 K. Na zielono zaznaczono obserwowane stosunki kolumnowe CN/HCN otrzymane z modelu przepływu promienistego (zob. Tab. 17). Żółte gwiazdy oznaczają wartości dla wybranych źródeł SMM1, SMM3 i SMM4, zakładając gęstości gazu otoczki protogwiazdowej na 1000 AU z Kristensen et al. (2012). Źródło: Mirocha et al. 2021



Rysunek 30: Analogicznie do Rys. 29, ale dla temperatury równej 300 K. Źródło: Mirocha et al. 2021

Obserwowane stosunki gęstości kolumnowych CN/HCN obliczone za pomocą kodu przepływu promienistego RADEX wynoszą  $\sim 1$ -12. Modele astrochemiczne są zgodne z tymi wartościami dla pól fotonowych  $10^3$  większych niż przeciętne promieniowanie w ośrodku międzygwiazdowym, a także dla bardzo słabych pól fotonowych rzędu  $10^{-3} - 10^{-2} G_0$ . Dla trzech źródeł obserwowanych przez program WISH, czyli SMM1, SMM3 i SMM4 obliczono temperatury gazu otoczki na odległości 1000 AU od protogwiazdy oraz niezależnie natężenie promieniowania UV (Kristensen et al. 2012, Kristensen et al. 2017, Karska et al. 2018). Na podstawie modeli Nahoon relatywne natężenie promieniowania ultrafioletowego w najbliższym otoczeniu małowasywnych protogwiazd można określić jako  $10^3 - 10^4$  przeciętnego promieniowania w ośrodku międzygwiazdowym.

Aby zrozumieć reakcje chemiczne prowadzące do stosunku  $N(\text{CN})/N(\text{HCN}) < 1$  zachodzące w silnych polach fotonowych, przeanalizowano główne ścieżki powstawania i rozpadu tych dwóch molekuł. Tabela 18 zawiera najważniejsze reakcje prowadzące do utworzenia się molekuly CN i HCN wraz z głównymi kanałami ich rozpadu w temperaturze 50 K. Analogicznie Tabela 19 przedstawia dominujące reakcje zachodzące w temperaturze 300 K. W obu przypadkach wypisano tylko te reakcje, których strumień reakcji jest wyższy niż 80% całkowitego strumienia reakcji. Jako strumień reakcji rozumie się obfitości reagentów pomnożone przez stałą szybkości danej reakcji. Dodatkowe reakcje, których strumień jest dla dowolnego punktu siatki wyższy niż 20% całkowitego strumienia reakcji wymienione są w Tabeli 20.

Tabela 18: Dominujące reakcje w sieci chemicznej molekuł CN i HCN w temperaturze 50 K

| Molekuła | Słabe pola UV<br>( $G_0 = 10^{-3} - 10^{-1}$ ) | Średnie pola UV<br>( $G_0 = 10^{-1} - 10^1$ ) | Silne pola UV<br>( $G_0 = 10^1 - 10^6$ ) |
|----------|------------------------------------------------|-----------------------------------------------|------------------------------------------|
| CN       | <b>Rozpad</b>                                  |                                               |                                          |
|          | $O + CN \rightarrow N + CO$                    | $CN + h\nu \rightarrow C + N$                 | $CN + h\nu \rightarrow C + N$            |
|          | $CN + N \rightarrow C + N_2$                   | $O + CN \rightarrow N + CO$                   |                                          |
|          | <b>Powstawanie</b>                             |                                               |                                          |
|          | $N + CH \rightarrow H + CN$                    | $N + C_2 \rightarrow C + CN$                  | $HCN^+ + e^- \rightarrow H + CN$         |
|          | $CNC^+ + e^- \rightarrow C + CN$               | $H + CN^+ \rightarrow CN + H^+$               | $N + CH \rightarrow H + CN$              |
|          | $N + C_2 \rightarrow C + CN$                   |                                               | $H + CN^+ \rightarrow CN + H^+$          |
|          |                                                |                                               | $N + C_2 \rightarrow C + CN$             |
|          | <b>Rozpad</b>                                  |                                               |                                          |
|          | $HCN + C^+ \rightarrow H + CNC^+$              | $HCN + C^+ \rightarrow H + CNC^+$             | $HCN + h\nu \rightarrow H + CN$          |
| HCN      | $HCN + H^+ \rightarrow H + HNC^+$              |                                               |                                          |
|          | $HCN + h\nu \rightarrow H + CN$                |                                               |                                          |
|          | <b>Powstawanie</b>                             |                                               |                                          |
|          | $N + CH_2 \rightarrow H + HCN$                 | $H + CCN \rightarrow C + HCN$                 | $HCNH^+ + e^- \rightarrow H + HCN$       |
|          | $H + CCN \rightarrow C + HCN$                  | $HCNH^+ + e^- \rightarrow H + HCN$            | $H + CCN \rightarrow C + HCN$            |
|          | $HCNH^+ + e^- \rightarrow H + HCN$             |                                               |                                          |

Źródło: Mirocha et al. 2021

Tabela 19: Dominujące reakcje w sieci chemicznej molekuł CN i HCN w temperaturze 300 K

| Molekuła | Słabe pola UV<br>( $G_0 = 10^{-3} - 10^{-1}$ )                                     | Średnie pola UV<br>( $G_0 = 10^{-1} - 10^1$ )                  | Silne pola UV<br>( $G_0 = 10^1 - 10^6$ )                       |
|----------|------------------------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------|
| CN       | <b>Rozpad</b>                                                                      |                                                                |                                                                |
|          | $\text{CN} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H} + \text{HCN}$                         | $\text{O} + \text{CN} \rightarrow \text{N} + \text{CO}$        | $\text{CN} + h\nu \rightarrow \text{C} + \text{N}$             |
|          |                                                                                    | $\text{CN} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H} + \text{HCN}$     | $\text{CN} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H} + \text{HCN}$     |
|          |                                                                                    | $\text{CN} + h\nu \rightarrow \text{C} + \text{N}$             |                                                                |
|          | <b>Powstawanie</b>                                                                 |                                                                |                                                                |
|          | $\text{HCN} + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{CN}$                               | $\text{CNC}^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{C} + \text{CN}$   | $\text{H} + \text{CN}^+ \rightarrow \text{CN} + \text{H}^+$    |
|          | $\text{CNC}^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{C} + \text{CN}$                       | $\text{H} + \text{CN}^+ \rightarrow \text{CN} + \text{H}^+$    | $\text{N} + \text{CH} \rightarrow \text{H} + \text{CN}$        |
| HCN      | $\text{HCNH}^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{CN}$           | $\text{HCN} + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{CN}$           | $\text{HCN} + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{CN}$           |
|          | <b>Rozpad</b>                                                                      |                                                                |                                                                |
|          | $\text{HCN} + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{CN}$                               | $\text{HCN} + \text{C}^+ \rightarrow \text{H} + \text{CNC}^+$  | $\text{HCN} + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{CN}$           |
|          | $\text{HCN} + \text{C}^+ \rightarrow \text{H} + \text{CNC}^+$                      | $\text{HCN} + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{CN}$           | $\text{HCN} + \text{C}^+ \rightarrow \text{H} + \text{CNC}^+$  |
|          | $\text{HCN} + \text{H}_3\text{O}^+ \rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{HCNH}^+$ |                                                                |                                                                |
|          | <b>Powstawanie</b>                                                                 |                                                                |                                                                |
|          | $\text{CN} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H} + \text{HCN}$                         | $\text{H} + \text{CCN} \rightarrow \text{C} + \text{HCN}$      | $\text{HCNH}^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{H} + \text{HCN}$ |
|          | $\text{H} + \text{CCN} \rightarrow \text{C} + \text{HCN}$                          | $\text{CN} + \text{H}_2 \rightarrow \text{H} + \text{HCN}$     | $\text{H} + \text{CCN} \rightarrow \text{C} + \text{HCN}$      |
|          |                                                                                    | $\text{HCNH}^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{H} + \text{HCN}$ | $\text{N} + \text{CH}_2 \rightarrow \text{H} + \text{HCN}$     |

Źródło: Mirocha et al. 2021

Tabela 20: Wagi dominujących reakcji w chemii CN i HCN

| $n_{\text{H}_2} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$                                                           | <b>T = 50 K</b>                   |        |        |        | <b>T = 300 K</b>                  |        |        |        |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------|--------|--------|--------|-----------------------------------|--------|--------|--------|
|                                                                                                     | <b>Pola UV (<math>G_0</math>)</b> |        |        |        | <b>Pola UV (<math>G_0</math>)</b> |        |        |        |
|                                                                                                     | $10^{-2}$                         | $10^0$ | $10^2$ | $10^4$ | $10^{-2}$                         | $10^0$ | $10^2$ | $10^4$ |
| <b>CN + <math>h\nu \rightarrow \text{C} + \text{N}</math></b>                                       |                                   |        |        |        |                                   |        |        |        |
| $10^4$                                                                                              | 0%                                | 66%    | 100%   | 100%   | 0%                                | 62%    | 100%   | 100%   |
| $10^5$                                                                                              | 0%                                | 16%    | 98%    | 100%   | 0%                                | 0%     | 98%    | 100%   |
| $10^6$                                                                                              | 0%                                | 0%     | 80%    | 100%   | 0%                                | 0%     | 75%    | 99%    |
| <b>O + CN <math>\rightarrow \text{N} + \text{CO}</math></b>                                         |                                   |        |        |        |                                   |        |        |        |
| $10^4$                                                                                              | 71%                               | 27%    | 0%     | 0%     | 21%                               | 25%    | 0%     | 0%     |
| $10^5$                                                                                              | 70%                               | 69%    | 0%     | 0%     | 18%                               | 50%    | 0%     | 0%     |
| $10^6$                                                                                              | 68%                               | 81%    | 0%     | 0%     | 0%                                | 25%    | 10%    | 0%     |
| <b>CN + N <math>\rightarrow \text{C} + \text{N}_2</math></b>                                        |                                   |        |        |        |                                   |        |        |        |
| $10^4$                                                                                              | 29%                               | 0%     | 0%     | 0%     |                                   |        |        |        |
| $10^5$                                                                                              | 30%                               | 0%     | 0%     | 0%     |                                   |        |        |        |
| $10^6$                                                                                              | 31%                               | 0%     | 0%     | 0%     |                                   |        |        |        |
| <b>CN + H<sub>2</sub> <math>\rightarrow \text{H} + \text{HCN}</math></b>                            |                                   |        |        |        |                                   |        |        |        |
| $10^4$                                                                                              |                                   |        |        |        | 60%                               | 0%     | 0%     | 0%     |
| $10^5$                                                                                              |                                   |        |        |        | 64%                               | 0%     | 0%     | 0%     |
| $10^6$                                                                                              |                                   |        |        |        | 88%                               | 50%    | 0%     | 0%     |
| <b>HCN + <math>h\nu \rightarrow \text{H} + \text{CN}</math></b>                                     |                                   |        |        |        |                                   |        |        |        |
| $10^4$                                                                                              | 0%                                | 0%     | 83%    | 100%   | 47%                               | 0%     | 93%    | 97%    |
| $10^5$                                                                                              | 12%                               | 0%     | 33%    | 97%    | 69%                               | 0%     | 59%    | 94%    |
| $10^6$                                                                                              | 35%                               | 0%     | 0%     | 74%    | 79%                               | 75%    | 0%     | 63%    |
| <b>HCN + C<sup>+</sup> <math>\rightarrow \text{H} + \text{CNC}^+</math></b>                         |                                   |        |        |        |                                   |        |        |        |
| $10^4$                                                                                              | 79%                               | 91%    | 0%     | 0%     | 52%                               | 83%    | 0%     | 0%     |
| $10^5$                                                                                              | 74%                               | 98%    | 66%    | 0%     | 23%                               | 98%    | 41%    | 0%     |
| $10^6$                                                                                              | 30%                               | 99%    | 95%    | 26%    | 0%                                | 25%    | 87%    | 37%    |
| <b>HCN + H<sup>+</sup> <math>\rightarrow \text{H} + \text{HNC}^+</math></b>                         |                                   |        |        |        |                                   |        |        |        |
| $10^4$                                                                                              | 13%                               | 0%     | 0%     | 0%     |                                   |        |        |        |
| $10^5$                                                                                              | 0%                                | 0%     | 0%     | 0%     |                                   |        |        |        |
| $10^6$                                                                                              | 0%                                | 0%     | 0%     | 0%     |                                   |        |        |        |
| <b>HCN + H<sub>3</sub>O<sup>+</sup> <math>\rightarrow \text{H}_2\text{O} + \text{HCNH}^+</math></b> |                                   |        |        |        |                                   |        |        |        |
| $10^4$                                                                                              |                                   |        |        |        | 0%                                | 0%     | 0%     | 0%     |
| $10^5$                                                                                              |                                   |        |        |        | 0%                                | 0%     | 0%     | 0%     |
| $10^6$                                                                                              |                                   |        |        |        | 20%                               | 0%     | 0%     | 0%     |
| <b>N + C<sub>2</sub> <math>\rightarrow \text{C} + \text{CN}</math></b>                              |                                   |        |        |        |                                   |        |        |        |
| $10^4$                                                                                              | 14%                               | 0%     | 0%     | 0%     |                                   |        |        |        |
| $10^5$                                                                                              | 7%                                | 45%    | 0%     | 0%     |                                   |        |        |        |

Tabela 20 – kontynuacja z poprzedniej strony

| $n_{\text{H}_2} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ | <b>T = 50 K</b>                                                                 |        |        |        | <b>T = 300 K</b>                                                |        |        |        |
|-------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------|--------|--------|--------|-----------------------------------------------------------------|--------|--------|--------|
|                                           | <b>Pola UV (<math>G_0</math>)</b>                                               |        |        |        | <b>Pola UV (<math>G_0</math>)</b>                               |        |        |        |
|                                           | $10^{-2}$                                                                       | $10^0$ | $10^2$ | $10^4$ | $10^{-2}$                                                       | $10^0$ | $10^2$ | $10^4$ |
| $10^6$                                    | 0%                                                                              | 57%    | 47%    | 0%     | <b>HCN + <math>h\nu \rightarrow \text{H} + \text{CN}</math></b> |        |        |        |
| $10^4$                                    |                                                                                 |        |        |        | 39%                                                             | 0%     | 0%     | 0%     |
| $10^5$                                    |                                                                                 |        |        |        | 56%                                                             | 0%     | 9%     | 15%    |
| $10^6$                                    |                                                                                 |        |        |        | 79%                                                             | 61%    | 0%     | 21%    |
|                                           | <b>N + CH <math>\rightarrow \text{H} + \text{CN}</math></b>                     |        |        |        |                                                                 |        |        |        |
| $10^4$                                    | 52%                                                                             | 0%     | 0%     | 0%     | 0%                                                              | 0%     | 0%     | 0%     |
| $10^5$                                    | 31%                                                                             | 15%    | 33%    | 20%    | 0%                                                              | 0%     | 9%     | 18%    |
| $10^6$                                    | 8%                                                                              | 0%     | 24%    | 56%    | 0%                                                              | 0%     | 10%    | 37%    |
|                                           | <b>H + CN<math>^+</math> <math>\rightarrow \text{CN} + \text{H}^+</math></b>    |        |        |        |                                                                 |        |        |        |
| $10^4$                                    | 0%                                                                              | 69%    | 58%    | 33%    | 0%                                                              | 88%    | 85%    | 69%    |
| $10^5$                                    | 0%                                                                              | 13%    | 18%    | 0%     | 0%                                                              | 27%    | 44%    | 32%    |
| $10^6$                                    | 0%                                                                              | 0%     | 0%     | 0%     | 0%                                                              | 0%     | 0%     | 0%     |
|                                           | <b>CNC<math>^+</math> + e<math>^- \rightarrow \text{C} + \text{CN}</math></b>   |        |        |        |                                                                 |        |        |        |
| $10^4$                                    | 21%                                                                             | 0%     | 0%     | 0%     | 42%                                                             | 0%     | 0%     | 0%     |
| $10^5$                                    | 36%                                                                             | 0%     | 10%    | 0%     | 18%                                                             | 36%    | 1%     | 0%     |
| $10^6$                                    | 31%                                                                             | 21%    | 0%     | 8%     | 0%                                                              | 19%    | 43%    | 16%    |
|                                           | <b>HCN<math>^+</math> + e<math>^- \rightarrow \text{H} + \text{CN}</math></b>   |        |        |        |                                                                 |        |        |        |
| $10^4$                                    | 0%                                                                              | 13%    | 25%    | 56%    |                                                                 |        |        |        |
| $10^5$                                    | 0%                                                                              | 0%     | 19%    | 34%    |                                                                 |        |        |        |
| $10^6$                                    | 0%                                                                              | 0%     | 0%     | 0%     |                                                                 |        |        |        |
|                                           | <b>CN + H<math>_2 \rightarrow \text{H} + \text{HCN}</math></b>                  |        |        |        |                                                                 |        |        |        |
| $10^4$                                    |                                                                                 |        |        |        | 72%                                                             | 45%    | 0%     | 0%     |
| $10^5$                                    |                                                                                 |        |        |        | 80%                                                             | 49%    | 0%     | 0%     |
| $10^6$                                    |                                                                                 |        |        |        | 87%                                                             | 60%    | 20%    | 0%     |
|                                           | <b>N + CH<math>_2 \rightarrow \text{H} + \text{HCN}</math></b>                  |        |        |        |                                                                 |        |        |        |
| $10^4$                                    | 55%                                                                             | 0%     | 0%     | 0%     | 0%                                                              | 0%     | 0%     | 0%     |
| $10^5$                                    | 59%                                                                             | 0%     | 0%     | 13%    | 0%                                                              | 0%     | 0%     | 12%    |
| $10^6$                                    | 50%                                                                             | 0%     | 0%     | 0%     | 0%                                                              | 0%     | 0%     | 0%     |
|                                           | <b>H + CCN <math>\rightarrow \text{C} + \text{HCN}</math></b>                   |        |        |        |                                                                 |        |        |        |
| $10^4$                                    | 21%                                                                             | 0%     | 0%     | 0%     | 21%                                                             | 0%     | 0%     | 0%     |
| $10^5$                                    | 0%                                                                              | 32%    | 23%    | 0%     | 0%                                                              | 24%    | 17%    | 0%     |
| $10^6$                                    | 0%                                                                              | 67%    | 71%    | 46%    | 0%                                                              | 35%    | 67%    | 60%    |
|                                           | <b>HCNH<math>^+</math> + e<math>^- \rightarrow \text{H} + \text{HCN}</math></b> |        |        |        |                                                                 |        |        |        |
| $10^4$                                    | 0%                                                                              | 76%    | 81%    | 86%    | 0%                                                              | 46%    | 90%    | 88%    |
| $10^5$                                    | 0%                                                                              | 49%    | 55%    | 73%    | 0%                                                              | 21%    | 66%    | 69%    |

Tabela 20 – kontynuacja z poprzedniej strony

| $n_{\text{H}_2} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$ | <b>T = 50 K</b>                   |        |        |        | <b>T = 300 K</b>                  |        |        |        |
|-------------------------------------------|-----------------------------------|--------|--------|--------|-----------------------------------|--------|--------|--------|
|                                           | <b>Pola UV (<math>G_0</math>)</b> |        |        |        | <b>Pola UV (<math>G_0</math>)</b> |        |        |        |
|                                           | $10^{-2}$                         | $10^0$ | $10^2$ | $10^4$ | $10^{-2}$                         | $10^0$ | $10^2$ | $10^4$ |
| $10^6$                                    | 0%                                | 13%    | 11%    | 23%    | 0%                                | 0%     | 0%     | 21%    |

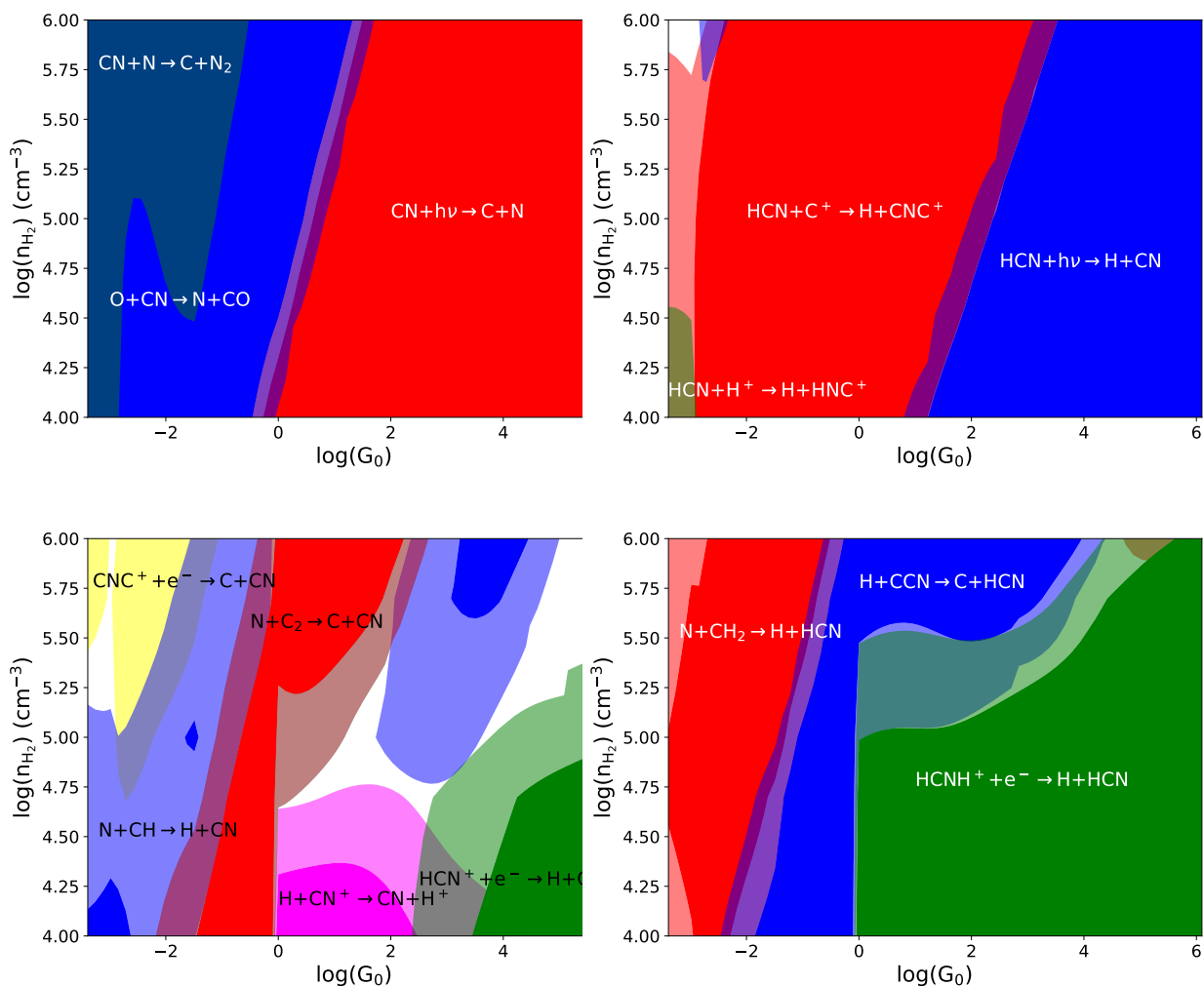
Źródło: Mirocha et al. 2021

Reakcje dominujące są generalnie bardziej zależne od natężenia promieniowania UV niż gęstości wodoru, choć w kilku przypadkach gęstość materii odgrywa znaczącą rolę. Reakcje podzielone są więc według ich wkładu w całkowity strumień reakcji w zależności od reżimu promieniowania UV: dla słabych pól fotonowych ( $G_0 = 10^{-3} - 10^{-1}$ ), dla umiarkowanych pól fotonowych ( $G_0 = 10^{-1} - 10^1$ ) oraz dla silnych pól fotonowych ( $G_0 = 10^1 - 10^6$ ).

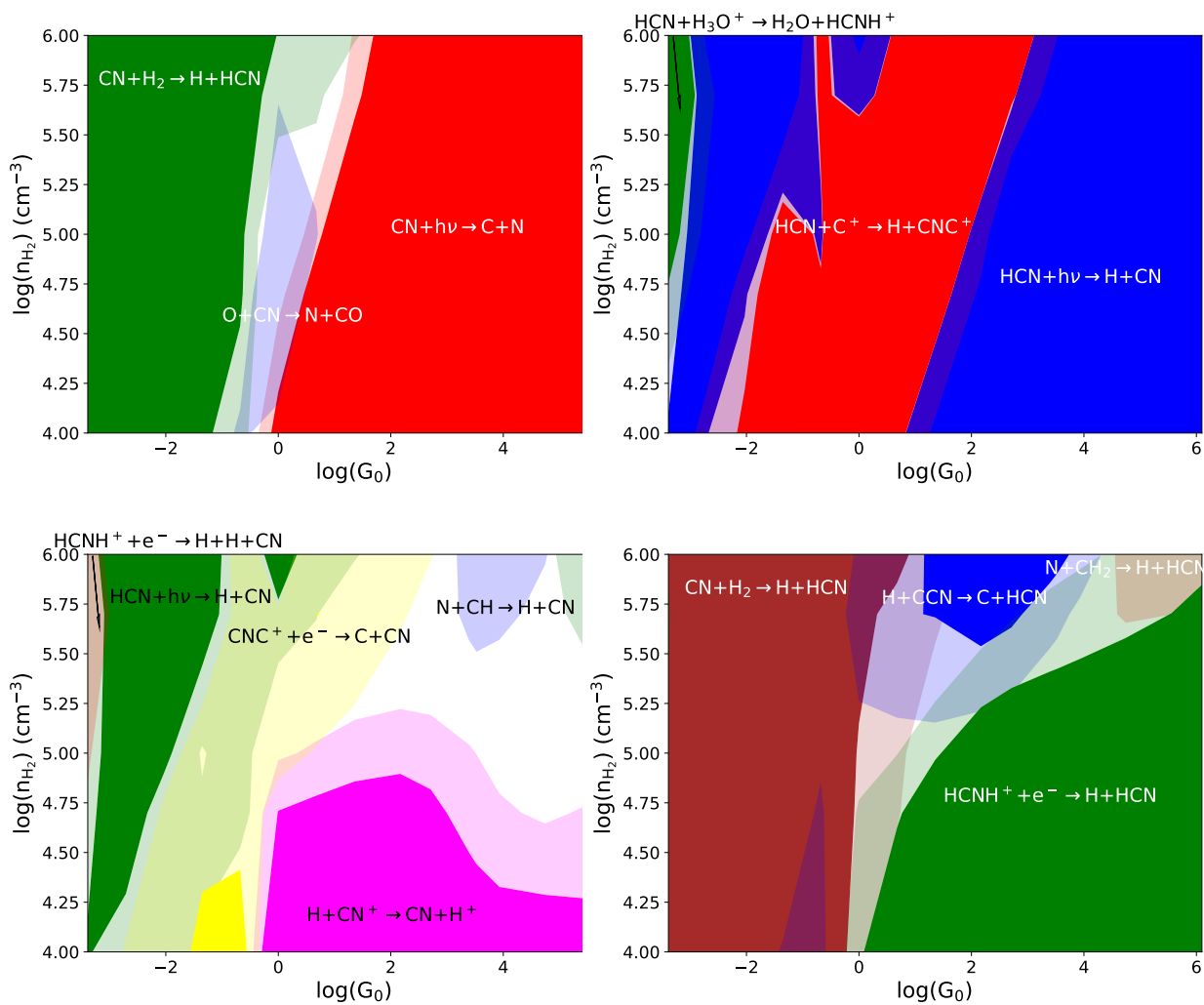
W reżimie silnych pól fotonowych dominującą reakcją rozpadu zarówno molekuly CN jak i HCN jest fotodysocjacja przez fotony UV. Reakcja ta odgrywa istotną rolę w rozpadzie molekuly CN w umiarkowanych polach fotonowych, lecz nie ma aż tak dużego wpływu na rozpad HCN. Głównym kanałem rozpadu molekuly HCN w tym reżimie jest reakcja ze zjonizowanym węglem, do powstania którego potrzebne jest również promieniowanie UV. W temperaturze 300 K, a więc odpowiadającej większości gazu w wypływach molekularnych od małowasywnych protogwiazd (Karska et al. 2018), fotodysocjacja jest odpowiedzialna za rozpad obu molekul w reżimie średnich i wysokich pól fotonowych. Dla niskich pól fotonowych główną reakcją prowadzącą do rozpadu molekuly CN jest jej zderzenie z molekularnym wodorem. Wynikiem tej reakcji jest również powstanie HCN, co zmienia wzajemny stosunek obu molekul.

Rysunek 31 i 32 przedstawiają graficznie wpływ poszczególnych reakcji dominujących na procesy rozpadu i powstawania molekul CN i HCN. Fotodysocjacja molekul CN i HCN jest bardziej wydajną reakcją w niższych gęstościach. W przypadku większych gęstości wodoru ( $n_{\text{H}} > 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) fotodysocjacja jest dominująca w obecności silniejszych pól fotonowych. Większość gazu w wypływach molekularnych od małowasywnych protogwiazd jest oświetlona przez promieniowanie ultrafioletowe (zob. Spaans et al. 1995; van Kempen et al. 2009c). Jest to też obszar charakteryzujący się niższą gęstością materii niż otaczające go otoczka protogwiazdowa.

Podsumowując, model astrochemiczny obliczony za pomocą kodu Nahoon odtwarza obserwowany stosunek gęstości kolumnowych CN/HCN w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża dla pól fotonowych wahających się  $10^3$  do  $10^5$  razy silniejszych niż ISRF, zakładając gęstość gazu rzędu  $10^5 \text{ cm}^{-3}$ . Pomiar gęstości gazu dla indywidualnych źródeł pozwoliły zawęzić przedział natężenia promieniowania ultrafioletowego w okolicy poszczególnych obiektów. Promieniowanie UV bez wątpienia istotnie wpływa na rodzaje reakcji zachodzących w otoczeniu małowasywnych protogwiazd, kształtując tym samym stosunek CN/HCN.



Rysunek 31: Reakcje dominujące procesem rozpadu (lewy górny panel) i tworzenia się (lewy dolny panel) molekuly CN oraz HCN (prawy górny i dolny panel odpowiednio) przy założeniu temperatury gazu równej 50 K. Reakcje, które wpływają na dany proces w stopniu większym niż 50% całkowitego strumienia reakcji, zaznaczone są pełnymi kolorami. Przezroczystymi kolorami zaznaczono reakcje, których wkład w dany proces waha się od 30% do 50%. Źródło: Mirocha et al. 2021



Rysunek 32: Wykresy analogiczne do Rys. 31, lecz dla temperatury 300 K. Źródło: Mirocha et al. 2021

## 4.5 Dyskusja wyników

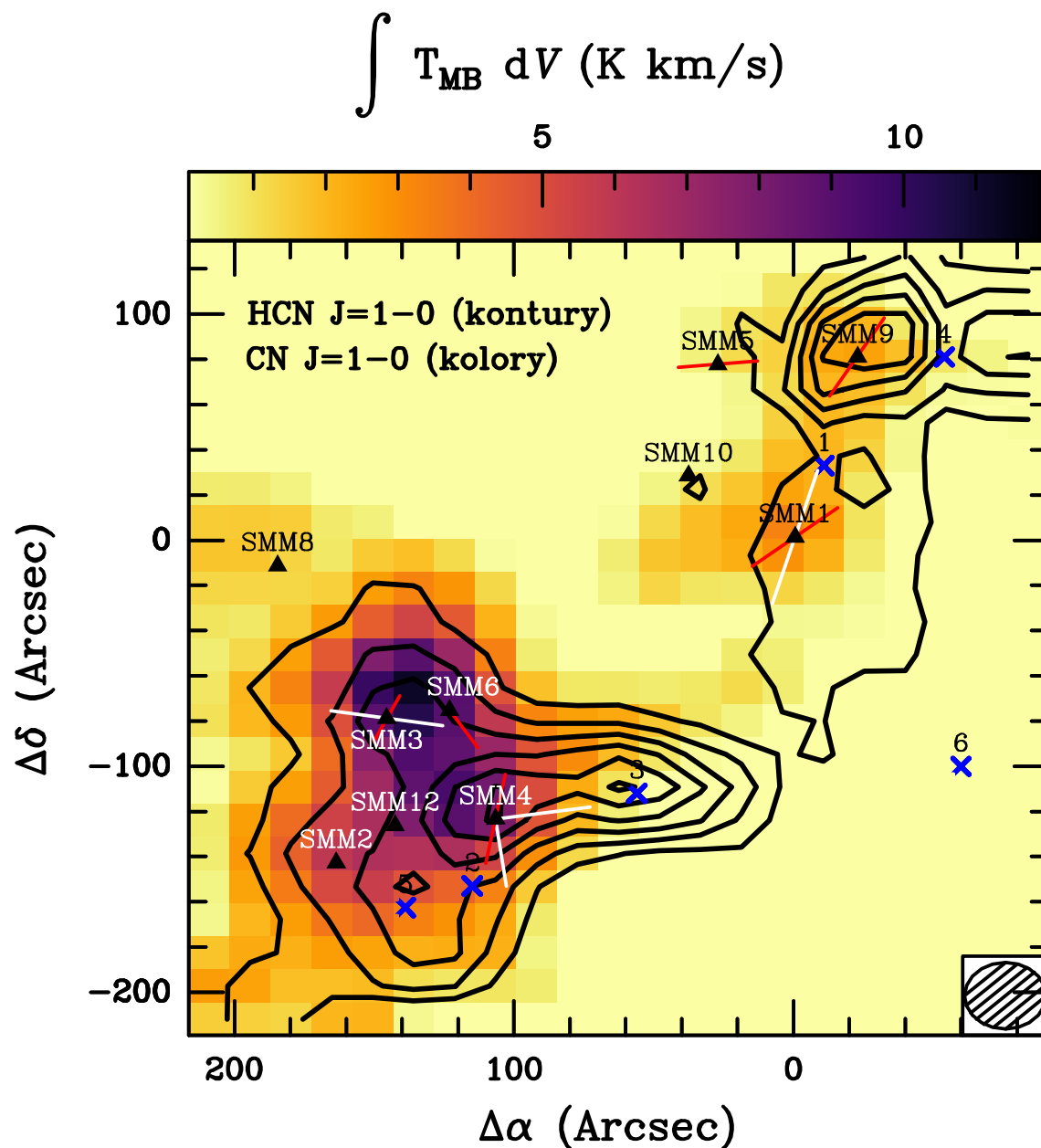
### 4.5.1 Rozkład przestrzenny CN i HCN w regionie formującym małowasywny protogwiazdy

Otoczenie małowasywnych protogwiazd jest miejscem zachodzenia szeregu procesów fizycznych i chemicznych, które mogą być badane za pomocą obserwacji przejść molekularnych. W niniejszej pracy użyto stosunku emisji molekuł CN i HCN jako znacznika promieniowania ultrafioletowego związanego z formowaniem się małowasywnych protogwiazd w skali regionu gwiazdotwórczego ( $\sim 1$  pc).

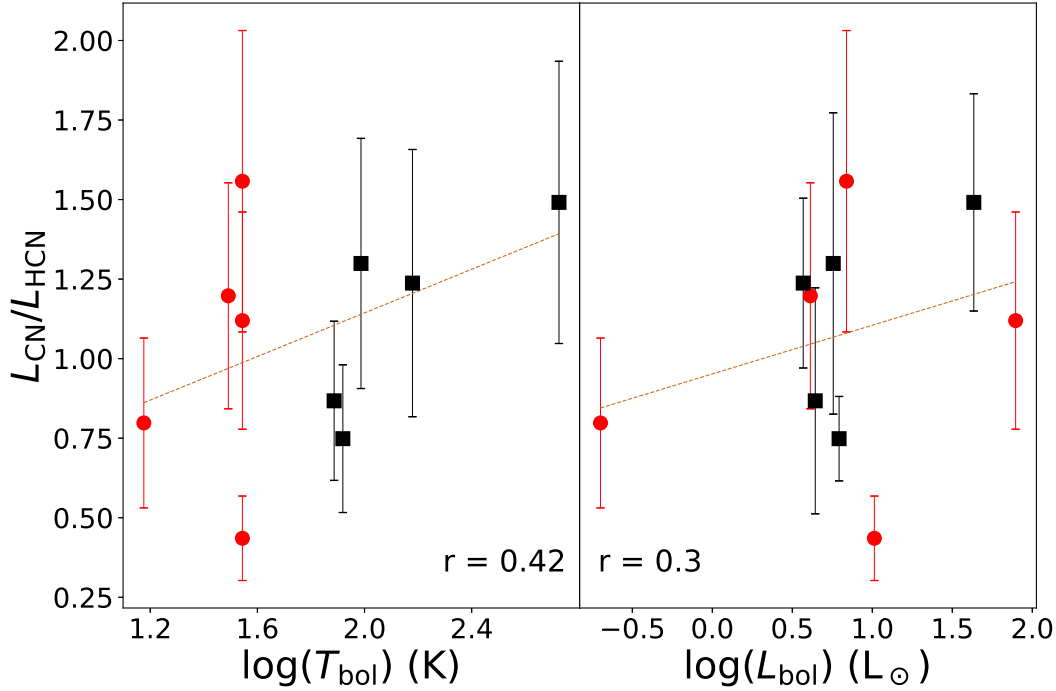
Wielkoskalowa emisja od obu molekuł została zaobserwowana w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża (Rys. 33). Emisja HCN jest bardziej rozległa niż emisja CN, lecz w ogólności maksimum tej emisji związany jest z pozycjami protogwiazd i wypływów molekularnych pochodzących od zidentyfikowanych źródeł. Emisja CN jest bardziej skupiona wokół poszczególnych obiektów, co potwierdza niższa mediana stosunku linii CN  $J=1-0$  do HCN  $J=1-0$  w pozycjach wypływów niż w najbliższym otoczeniu protogwiazd. Wynika z tego, że wpływ promieniowania ultrafioletowego, a więc i fotodysocjacja HCN do CN, jest najsilniejszy w bliskich okolicach protogwiazd.

Różnice w rozkładzie przestrzennym emisji CN i HCN zostały także wykryte w wypływie molekularnym pochodzącym od małowasywnego protogwiazdy L1157 (Bachiller et al. 2001). Południowy wypływ od tej protogwiazdy rozchodzący się w skali parseka jest wyraźnie widoczny w emisji HCN  $J=1-0$  i CO  $J=2-1$ , podczas gdy emisja CN  $J=1-0$  rozciąga się na około połowę rozmiaru wypływu widocznego w emisji molekuły HCN. Podobne cechy morfologiczne emisji molekuły CN zauważono w otoczeniu protogwiazdy L483 (Jørgensen 2004). Jest ona bardziej skupiona w okolicy źródła niż inne znaczniki wypływów molekularnych. Emisja molekuły CN jest więc interpretowana jako znacznik ścian wnek wypływów molekularnych, o czym świadczy również fakt, że jest proporcjonalna do natężenia promieniowania ultrafioletowego w bardziej wyewoluowanych obiektach (Jørgensen 2004). W pracy Yıldız et al. (2015) autorzy wykorzystują emisję  $^{13}\text{CO}$   $J=6-5$  do alternatywnego określenia rozkładu przestrzennego promieniowania UV na próbce 30 protogwiazd Klasy 0 i I. Autorzy wyodrębnili wąski komponent profilu linii pochodzący od gazu ogrzanego przez promieniowanie UV jako nadwyżka od emisji otoczki protogwiazdowej. Gaz oświetlony promieniowaniem ultrafioletowym był również powiązany z kierunkiem wypływu molekularnego w skali 1000-2000 j.a. To odkrycie jest zgodne z rozmiarami obszaru o zwiększonym stosunku emisji CN/HCN opisanym w wynikach niniejszej pracy. Wydłużona struktura emisji  $^{13}\text{CO}$   $J=6-5$  jest zdecydowanie związana z obiektami Klasy 0, wydaje się jednak, że całkowita ilość gazu oświetlonego przez promieniowanie ultrafioletowe nie jest skorelowana ze stadium ewolucyjnym protogwiazd.

Rysunek 34 przedstawia stosunek jasności emisji molekuł CN i HCN w funkcji temperatury bolometrycznej  $T_{\text{bol}}$  i jasności bolometrycznej  $L_{\text{bol}}$  mierzony w pozycjach protogwiazd w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża. Siła korelacji kwalifikowana jest na podstawie współczynnika korelacji Pearsona  $r$ , gdzie dla próbki protogwiazd współczynnik  $|r|$  równy 0,33, 0,67 i 1 odpowiada odpowiednio poziomowi korelacji  $1\sigma$ ,  $2\sigma$  i  $3\sigma$ . Współczynniki korelacji Pearsona w zakresie 0,3-0,4 oznaczają brak korelacji pomiędzy stosunkiem jasności emisji molekuł CN i HCN, a etapem ewolucyj-



Rysunek 33: Mapa emisji molekuly CN  $J=1-0$  (kolory) i HCN  $J=1-0$  (kontury) w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża. Oznaczenia są analogiczne do Rys. 17. Poziomy konturów zaczynają się na poziomie  $8 \text{ K km s}^{-1}$  z krokiem równym  $3 \text{ K km s}^{-1}$ . Emisja CN została ponownie próbkowana do rozmiaru wązki emisji molekuly HCN w celu porównania tych samych obszarów emisji. Źródło: Mirocha et al. 2021



Rysunek 34: Korelacje stosunku jasności linii CN i HCN z temperaturą bolometryczną  $T_{\text{bol}}$  (lewy panel) i jasnością bolometryczną  $L_{\text{bol}}$  (prawy panel) protogwiazd w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża. Protogwiazdy Klasy 0 zaznaczone są czerwonymi kropkami, a protogwiazdy Klasy I czarnymi kwadratami. Na wykresach pokazano współczynnik korelacji Pearsona  $r$  dla poszczególnych paneli. Źródło: Mirocha et al. 2021

nym badanych źródeł. Wynik ten jest zgodny z wnioskiem o braku wyraźnych zmian w profilu linii [O I] pomiędzy protogwiazdami Klasy 0 i Klasy I na próbce około 90 obiektów obserwowanych za pomocą instrumentu PACS (Karska et al. 2018). Zmiana profilu linii [O I] jest uważana jako jeden ze znaczników promieniowania UV.

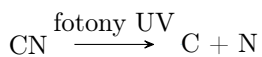
Rozkład przestrzenny emisji molekuł CN i HCN wskazuje na to, że fotony UV rozprzestrzeniają się w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża na skalę całego regionu. Większa detekcja stosunku CN/HCN związana jest z obszarami wpływów molekularnych najbardziej narażonymi na promieniowanie UV i nie zależy od etapu ewolucyjnego danego źródła. Zmiany w morfologii rozkładu przestrzennego emisji CN i HCN w małych skalach wymagają obserwacji o wyższej rozdzielczości przestrzennej niż opisane w niniejszej pracy.

#### 4.5.2 Reakcje chemiczne wpływające na stosunek CN/HCN

W obecności promieniowania ultrafioletowego molekula HCN fotodysocjuje w CN i atom wodoru. Ten sam proces może doprowadzić do rozpadu molekuly CN, ale wymaga on bardziej energetycznych fotonów o energii powyżej 12,4 eV (van Dishoeck 1987). Fakt ten powinien prowadzić do zwiększenia obfitości molekuly CN, a co za tym idzie stosunku gęstości kolumnowych CN/HCN w przypadku słabszych pól fotonowych. Pomimo wielu ograniczeń i przybliżeń (zob. Sec. 3.2) zastosowanych w modelu astrochemicznym wyniki przedstawione w Sekcji 4.3 pokazują, że stosunek CN/HCN jest wrażliwy na promieniowanie UV. Relatywne natężenie promieniowania ultrafioletowego określa dominujące reakcje zachodzące w otoczeniu małowasywnych protogwiazd. Są one mniej zależne od innych parametrów modelu takich jak temperatura czy gęstość materii. Zdefiniowano trzy reżimy promieniowania UV: słabe pola fotonowe ( $G_0 < 10^{-1}$ ), średnie pola fotonowe ( $G_0 \sim 10^{-1} - 10^1$ ) i silne pola fotonowe ( $G_0 > 10^1$ ), które odpowiadają różnym formom węgla: molekularnej (CO), atomowej (C) i zjonizowanej ( $C^+$ ). Pierwiastek ten ma bardzo duży wpływ na sieć reakcji chemicznych odpowiadających za powstanie i rozpad molekuł CN i HCN (Rys. 35).

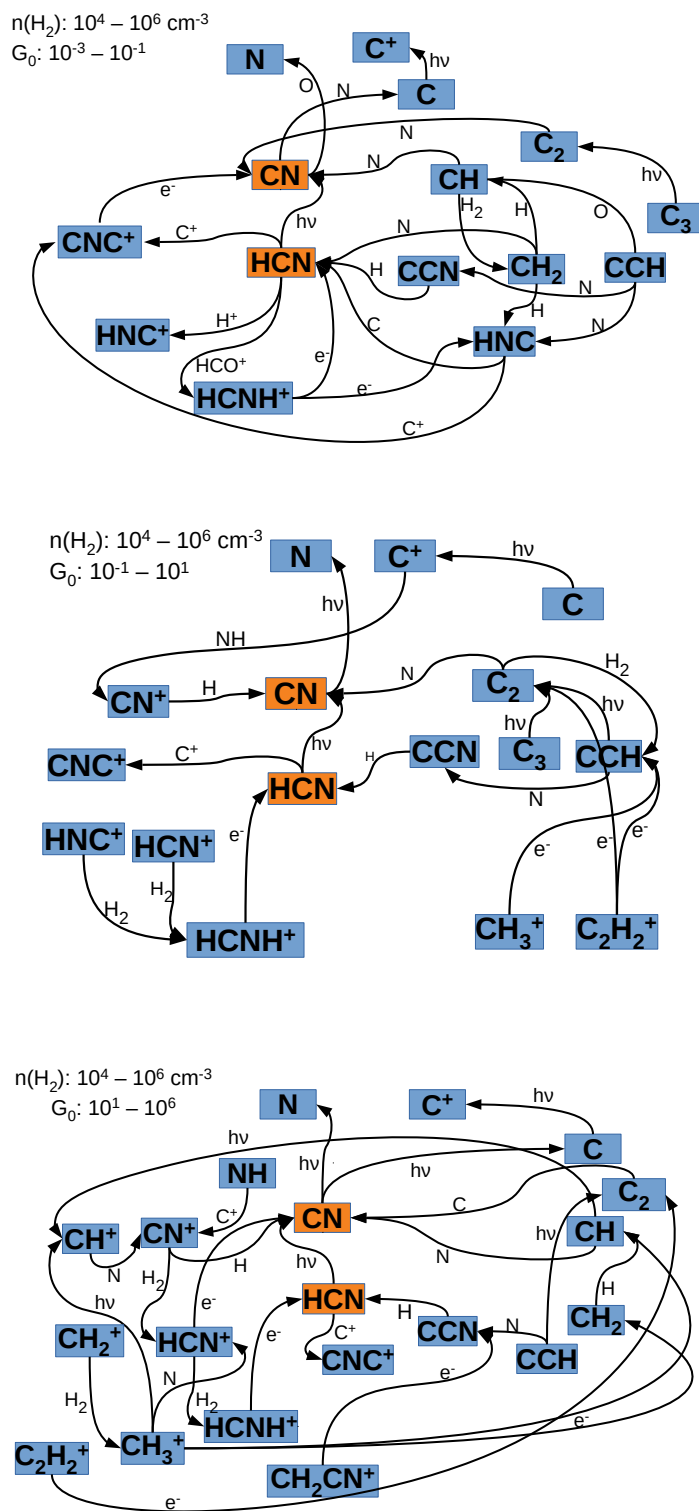
W bezgwiezdny, nieturbulentny obłoku molekularnym molekula HCN jest bardziej obfita od molekuly CN o około rząd wielkości (Pratap et al. 1997). Obserwacja ta jest zgodna z modelem astrochemicznym bezgwiezdny obłoku molekularnego po  $10^5$ - $10^6$  lat ewolucji (Rys. 28). W wyniku dalszej ewolucji chemicznej bezgwiezdny obłoku molekularnego stosunek CN/HCN maleje. Po uwzględnieniu promieniowania ultrafioletowego struktura chemiczna ośrodka oświetlonego fotonami UV w słabym reżimie jest podobna do tej w bezgwiezdny, nieturbulentny obłoku molekularnym. Dominującymi kanałami powstawania molekuł CN i HCN są reakcje azotu z węglowodorami (odpowiednio CH i  $CH_2$ ). Rozpad CN jest zdominowany przez reakcje z neutralnym tlenem czy azotem, podczas gdy HCN jest mniej reaktywny w tym reżimie i reakcje z neutralnymi atomami nie są tak wydajne jak w przypadku molekuly CN. Wiele kanałów prowadzi do rozpadu molekuly HCN, lecz wymagają one reagentów dużo mniej licznych niż neutralne atomy. Nawet skumulowany efekt kilku różnych reakcji chemicznych nie jest tak efektywny jak reakcje powodujące rozpad molekuly CN. Z tego powodu obserwujemy wyższe obfitości molekuly HCN w stosunku do molekuly CN w reżimie niskich pól fotonowych.

Wraz ze wzrostem natężenia promieniowania UV procesy fotodysocjacji i fotojonizacji stają się coraz bardziej istotne. W przypadku silnych pól fotonowych rozpad molekuly CN jest zdominowany przez fotodysocjację:



Jednakże w przypadku średnich pól fotonowych fotodysocjacja nie jest już tak efektywnym kanałem rozpadu molekuly CN i reakcja z neutralnym tlenem zaczyna odgrywać ważną rolę:

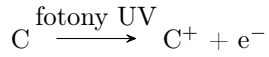




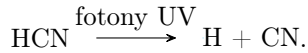
Rysunek 35: Sieć reakcji chemicznych oddziałujących na obfitości molekuł CN i HCN przewidziane przez model astrochemiczny z podziałem na reżimy promieniowania UV:  $G_0 < 10^{-1}$  (górny panel),  $G_0 \sim 10^{-1} - 10^1$  (środkowy panel) i  $G_0 > 10^1$  (dolny panel). Dominujące reakcje zawarte są w Tabeli 18.

Źródło: Mirocha et al. 2021

W przypadku średnich i silnych pól fotonowych  $C^+$  jest zdecydowanie bardziej obfite niż  $C$ . Fakt ten otwiera bardzo efektywny kanał rozpadu molekuly  $HCN$ :



W wyniku wyżej wymienionych reakcji chemicznych znacząco maleje liczba molekul  $HCN$  w stosunku do liczby molekul  $CN$  w przypadku średnich pól fotonowych. Molekula  $HCN$  może zostać zniszczona także poprzez bezpośrednie oddziaływanie fotonów UV:



Reakcja ta dominuje w otoczeniu silnych pól promieniowania ultrafioletowego. Jednakże balans pomiędzy dwoma głównymi kanałami rozpadu molekuly  $HCN$  zależy od temperatury i gęstości gazu.

Stosunek  $CN/HCN$  jest także kształtowany poprzez kilka procesów nieuwzględnionych w modelu astrochemicznym takich jak: procesy chemiczne zachodzące na drobinach pyłu, turbulencje czy fale uderzeniowe. W szczególności reakcje zachodzące w wyniku sublimacji lodu na drobinach pyłu mogą znacząco zmienić wyniki. Molekula  $HCN$  nie została jeszcze zaobserwowana na drobinach lodu w ośrodku międzygwiazdowym (Boogert et al. 2015), jednak modele pokazują, że obfitość tej molekuly w lodzie powinna wynosić  $\sim 10^{-8}$  w stosunku do obfitości wodoru (Kalvāns 2015). Relatywnie wysokie stężenie molekuly  $HCN$  w lodzie może sprawić, że wraz ze zwiększającą się temperaturą lub natężeniem promieniowania UV część molekul zostanie uwolniona do fazy gazowej, obniżając tym samym stosunek obfitości  $CN/HCN$  w fazie gazowej. Molekula  $CN$  może również powstać na skutek fotodysocjacji i fotoparowania uwięzionych w lodzie złożonych molekul organicznych zawierających łańcuch  $CN$ . Pomimo tego, że wysoka reaktywność molekuly  $CN$  prowadzi do jej niskiego stężenia w międzygwiazdowym lodzie i pyłe, dysocjacja termiczna związków zawierających łańcuch  $CN$  może być ważnym kanałem powstawania molekuly  $CN$ , analogicznie do procesu postulowanego w kometach (Hänni et al. 2020; Lippi et al. 2013).

Misja Rosetta Europejskiej Agencji Kosmicznej zmierzyła wyższe stężenie  $HCN$  w stosunku do  $CN$  na powierzchni komety 67P/Churyumov-Gerasimenko (Hänni et al. 2020). Uważa się, że skład chemiczny związków azotowych na komecie 67P/Churyumov-Gerasimenko jest podobny do ośrodka międzygwiazdowego (Jørgensen et al. 2020), dlatego stosunek obfitości  $CN/HCN$  przewidziany przez model astrochemiczny może być lekko przeszacowany.

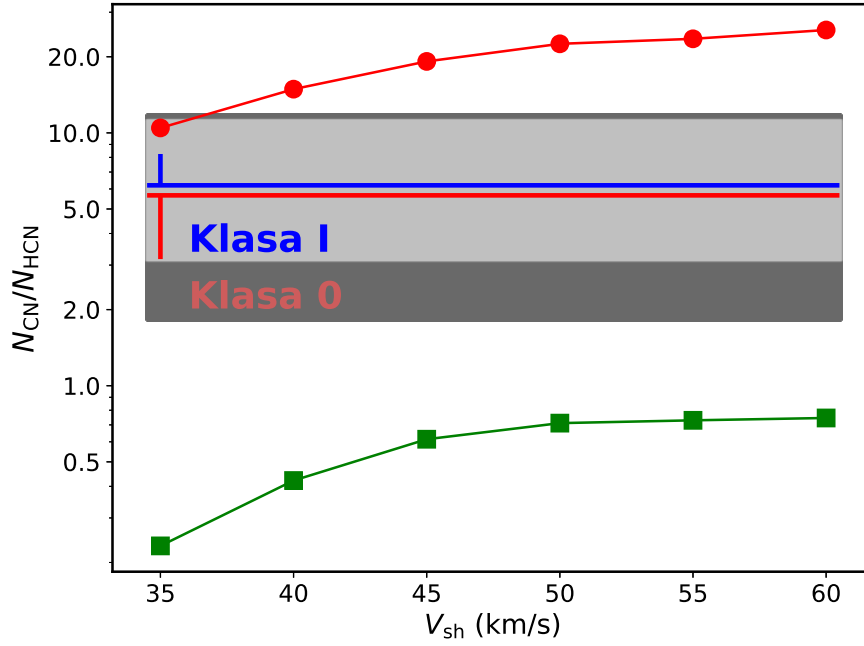
#### 4.5.3 Natężenie promieniowania ultrafioletowego w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża

Obserwacje emisji molekuł CN i HCN wskazują na obecność promieniowania ultrafioletowego w otoczeniu małowasywnych protogwiazd. Model astrochemiczny odtwarza obserwowane stosunki linii HCN  $J=1-0$  i CN  $J=1-0$ , pozwalając na oszacowanie relatywnego natężenia promieniowania UV na obserwowanym obszarze.

Obserwowany stosunek CN/HCN jest zgodny z modelem astrochemicznym tylko w przypadku uwzględnienia promieniowania UV. Pokrywa się on z modelem w szerokim zakresie warunków fizycznych typowych dla regionów formujących małowasywne protogwiazdy. Silne pola fotonowe ( $G_0 > 10^3$ ) najlepiej odtwarzają obserwowany stosunek CN/HCN przy założeniu temperatury równej 50 K (Seksja 4.4.2). Obserwowany stosunek CN/HCN jest zgodny z polami fotonowymi w zakresie 0,1-10 razy silniejszymi niż średnie promieniowanie w ośrodku międzygwiazdowym. Zarówno w przypadku silnych pól fotonowych jak i wobec słabszego promieniowania UV fotodysocjacja molekuly HCN jest jednym z dominujących kanałów rozpadu tej cząsteczki.

Alternatywne pomiary promieniowania ultrafioletowego wokół protogwiazd zostały przeprowadzone poprzez obserwacje wody w ramach programu WISH (van Dishoeck et al. 2021). Widma molekularne obserwowane w dalekiej podczerwieni pokazują, że ogromna ilość molekuł  $H_2O$  powstaje w niedysocjacyjnych falach uderzeniowych w wypływach molekularnych przy temperaturze  $\sim 300$  K (Herczeg et al. 2012; Green et al. 2016; Karska et al. 2018). Część emisji molekuly  $H_2O$  wskazuje na istnienie gorętszych ( $T \gtrsim 700$  K) regionów, gdzie odkryto zwiększona emisję wodorków takich jak  $OH^+$ . Fakt ten tłumaczy się występowaniem dysocjacyjnych fal uderzeniowych (Kristensen et al. 2013). Część wody w wypływach molekularnych jest fotodysocjowana, o czym świadczy jej niska absolutna obfitość oraz niespodziewanie silna emisja OH i O (Wampfler et al. 2013; Kristensen et al. 2017). Wpływ promieniowania ultrafioletowego na niedysocjacyjne fale uderzeniowe był przedmiotem badań Melnick & Kaufman (2015). Modele odtwarzają obserwowane stosunki linii molekularnych  $H_2O/OH$  i  $CO/OH$  w otoczeniu małowasywnych protogwiazd przy obecności pól fotonowych w zakresie 0,1 - 10  $G_0$  (Karska et al. 2018). Obserwacje wskazują na brak zgodności z modelami uwzględniającymi wyłącznie wpływ fal uderzeniowych o kilka rzędów wielkości, co jest kolejną przesłanką na rzecz fotodysocjacji  $H_2O$  w otoczeniu małowasywnych protogwiazd (Karska et al. 2014a).

Zakres promieniowania ultrafioletowego wykorzystany w pracy Melnick & Kaufman (2015) opiera się na pomiarach średniego promieniowania w ISM, dlatego najbardziej nadaje się do modelowania zewnętrznych pól fotonowych. Rozkład przestrzenny emisji CN/HCN i  $^{13}CO$   $J=6-5$  wskazuje, że fotony UV są produkowane w bliskim otoczeniu protogwiazdy, na frontach fal uderzeniowych w wypływach molekularnych (zob. Seksja 4.5.1 i Yıldız et al. 2015). Najnowsze modele opublikowane przez Lehmann et al. (2020) przewidują obfitości molekuł przy uwzględnieniu fal uderzeniowych i fotonów UV produkowanych na ich frontach. Obliczenia odnoszą się do gazu od gęstości przed falą uderzeniową rzędu  $10^4$   $cm^{-3}$ , co odpowiada gęstości za frontem fali uderzeniowej rzędu  $10^6$   $cm^{-3}$ , zakładając współczynnik kompresji typowy dla dysocjacyjnych fal uderzeniowych, czyli 100. Pole fotonowe UV produkowane przez fale uderzeniowe o prędkościach w zakresie 35-60  $km\ s^{-1}$  są 10-400 razy silniejsze niż ISRF. Sto-



Rysunek 36: Obserwowany stosunek gęstości kolumnowych molekuł CN i HCN w porównaniu do modeli fal uderzeniowych z gęstością przed frontem fali równą  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  (Lehmann et al. 2020). Modelowe stosunki gęstości kolumnowych zaznaczone są jako funkcja prędkości fali uderzeniowej w regionie przed i za frontem fali uderzeniowej (czerwone koła) oraz tylko w regionie za frontem fali uderzeniowej (zielone kwadraty). Stosunki gęstości kolumnowych obliczone na podstawie obserwacji zaznaczone są kolorem szarym (obiekty Klasy 0) i jasnoszarym (obiekty Klasy I). Linie poziome oznaczają mediany stosunków CN/HCN, a pionowe ich odchylenie standardowe odpowiednio dla obiektów Klasy 0 (czerwone) i Klasy I (niebieskie). Źródło: Mirocha et al. 2021

stosunek CN/HCN jest większy od 1 przy uwzględnieniu regionu przed i za frontem fali uderzeniowej. Dla fal o niższej prędkości i uwzględnieniu jedynie regionu za frontem fali uderzeniowej stosunek gęstości kolumnowej tych dwóch molekuł jest mniejszy od 1 (Rys. 36).

Obserwacje emisji molekuł CN i HCN w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża są zgodne z modelami fal uderzeniowych o prędkości  $35 \text{ km s}^{-1}$  opublikowanych przez Lehmann et al. (2020), lecz tylko dla regionów o najwyższym stosunku CN/HCN (Rys. 36). Te fale uderzeniowe produkują pola fotonów UV o strumieniu fotonów normalizowanych do średniego międzygwiazdowego pola fotonów UV  $G_{\text{eff}}$  równe 25 i trwają relatywnie krótko, bo ok.  $10^3$  lat (Lehmann et al. 2020). Model astrochemiczny opisany w niniejszej pracy przewiduje pola fotonów UV  $G_0$  słabsze niż  $10^3$  (Sekcja 4.4.2). Żaden z modeli jednak nie uwzględnia fizycznej struktury otoczki protogwiazdowej z wpływami molekularnymi.

Modelowe stosunki CN/HCN w gęstych otoczkach protogwiazdowych masywnych protogwiazd

zostały zaproponowane po raz pierwszy przez Stäuber et al. (2007). W pracy tej rozważa się wpływ zarówno promieniowania ultrafioletowego jak i promieniowania rentgenowskiego na otoczenie młodych obiektów gwiazdowych. Proponowane modele uwzględniają gradienty temperatury i gęstości w otoczce protogwiazdowej oraz profile obfitości obu molekuł. Obserwowany stosunek obfitości CN/HCN w otoczkach protogwiazdowych odtwarza model dla pól fotonowych  $G_0 < 200$ , temperatury gazu  $T \gtrsim 300$  K i gęstości  $10^6 \text{ cm}^{-3}$ . Przy niższych temperaturach obserwacje są zgodne z modelem po uwzględnieniu wpływu fotonów X.

W pracy Bruderer et al. (2009b) rozszerzono ten model poprzez “wyżłobienie” wpływów molekularnych w otoczce protogwiazdowej, czyli obszarów o mniejszej gęstości, gdzie promieniowanie nie jest tak szybko pochłaniane przez materię. Kolejną poprawką do modelu jest uwzględnienie ścian wnęk wpływów molekularnych, co sprawiło, że większa objętość modelowego gazu jest oświetlona promieniowaniem UV. Na przykładzie protogwiazdy AFGL 2591 model ten odtwarza obserwacje emisji  $\text{CO}^+$  dla  $G_0 > 10^2$  (Bruderer et al. 2009a).

Kolejne próby oszacowania pól fotonowych wokół protogwiazd bazowały na obserwacjach zjonizowanych wodorków. W pracy Benz et al. (2016) wykorzystano nowe modele otoczek protogwiazdowych zawierające wnęki wpływów molekularnych. Obserwowane obfitości molekuł  $\text{CH}^+$ ,  $\text{OH}^+$ ,  $\text{H}_2\text{O}^+$  odtwarzają model dla pól fotonów UV rzędu 20-600 razy silniejszych niż ISRF. Dla populacji małowasywnych protogwiazd pola te oszacowano na 2-400  $G_0$ . W tym przypadku nie zauważono wpływu promieniowania rentgenowskiego na skład chemiczny otoczek protogwiazdowych. Uwzględnienie wnęk wpływów molekularnych tak jak w modelach Benz et al. (2016), lepiej opisałoby obserwowany stosunek CN/HCN z powodu propagacji promieniowania na większe odległości w regionach o mniejszej gęstości.

Podsumowując, stosunek emisji molekuł CN/HCN jest dobrym znacznikiem rozmieszczenia promieniowania ultrafioletowego w skali regionu gwiazdotwórczego. Niezależne pomiary gęstości gazu pozwalają na oszacowanie natężenia promieniowania UV. Wartości te dla obiektów w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża są rzędu  $10^3$ - $10^4$  ISRF, co jakościowo jest zgodne z wartościami uzyskanymi na podstawie obserwacji innych molekuł. Chociaż kwestia głębokości optycznej może wpływać na końcowe wyniki, to promieniowanie ultrafioletowe jest istotnym czynnikiem w otoczeniu małowasywnych protogwiazd, kształtując właściwości fizyczne i chemiczne materii, z której uformuje się dysk protoplanetarny (Visser et al. 2009, Drozdovskaya et al. 2016).

## 4.6 Wnioski

Rozkład przestrzenny emisji molekuł CN i HCN zaobserwowany za pomocą naziemnych teleskopów submilimetrowych IRAM i APEX pozwolił określić wpływ promieniowania ultrafioletowego na skład chemiczny małowasywnych protogwiazd w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża. Porównanie obserwacji do modeli przepływu promieniowania RADEX i astrochemicznego kodu Na-hoon umożliwiło określenie warunków fizycznych gazu i gęstości kolumnowych badanych molekuł, a także oszacowanie relatywnego natężenia promieniowania UV. Główne wnioski z tej części pracy są następujące:

- Wielkoskalowa emisja molekuł CN i HCN wykazuje różnice w rozkładzie przestrzennym. Emisja molekuły HCN podobna jest do emisji CO i związana jest z wypływami molekularnymi pochodzącymi od protogwiazd. Natomiast emisja molekuły CN znajduje się bliżej pozycji indywidualnych źródeł. Emisja ta pochodzi najprawdopodobniej z wypływów molekularnych położonych bliżej protogwiazd, gdzie molekuła HCN jest fotodysocjowana, zwiększając obfitość molekuły CN.
- Analiza stosunku komponentów struktury nadsubtelnej wykazała, że zarówno linia HCN  $J=1-0$  jak i linia  $\text{H}^{13}\text{CN } J=1-0$  są optycznie grube, natomiast linia CN  $J=1-0$  jest przeważnie optycznie cienka. Wynika z tego, że emisja HCN może być niedoszacowana w gęstszych regionach, a tym samym rozkład przestrzenny stosunku CN/HCN może być zawyżony w gęstej materii otoczek protogwiazdowych. Gęstości kolumnowe HCN skorygowane na głębokość optyczną oraz te, uzyskane poprzez przeskalowanie gęstości kolumnowych  $\text{H}^{13}\text{CN}$  są ze sobą zgodne w granicach rzędu wielkości (o czynnik około 2).
- Dla typowych warunków fizycznych gazu w regionach formujących małowasywne gwiazdy stosunek gęstości kolumnowych molekuł CN i HCN znajduje się w zakresie 1-12. Poniżej temperatury  $\sim 200$  K modelowe pola fotonowe słabo zależą od założonych gęstości gazu. Przy wyższych temperaturach stosunek CN/HCN odpowiada polom fotonowym zgodnym z oszacowaniami wykonanymi przy pomocy obserwacji zjonizowanych wodorków (Benz et al. 2016).
- Stosunek CN/HCN jest przydatnym wyznacznikiem promieniowania ultrafioletowego. W głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża jest ono  $10^3$  razy silniejsze niż przeciętne promieniowanie UV w ośrodku międzygwiazdowym zarówno w pozycjach protogwiazd jak i wypływów molekularnych. Przyjmując gęstości otoczki protogwiazdowej na odległości 1000 j.a. od źródła z Kristensen et al. (2012), relatywne natężenie promieniowania ultrafioletowego może zostać oszacowane na  $10^3 - 10^4$  ISRF w otoczkach protogwiazd SMM1, SMM3 i SMM4.
- Sieć chemiczna molekuł zawierających azot jest wrażliwa na promieniowanie ultrafioletowe. Stosunek CN/HCN w otoczeniu małowasywnych protogwiazd jest kształtowany głównie poprzez reakcję fotodysocjacji molekuły HCN w polach fotonowych o  $G_0 > 10^2$ .
- Stosunek jasności CN i HCN w otoczeniu małowasywnych protogwiazd w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża nie jest skorelowany z temperaturą i jasnością bolome-

tryczną źródeł. Sugeruje to, że podobna ilość gazu jest narażona na promieniowanie ultrafioletowe niezależnie od etapu ewolucyjnego protogwiazdy. Wynik ten jest zgodny z obserwacjami linii tlenu w bliskiej podczerwieni na podobnej próbce obiektów. Nie wykazano znaczących różnic w profilach linii między protogwiazdami Klasy 0 i Klasy I (Karska et al. 2018).

Stosunek CN/HCN jako znacznik promieniowania UV używany był do tej pory w badaniu otoczenia masywnych protogwiazd. Wyniki niniejszej pracy pozwalają więc rozszerzyć tę metodę (ze wszystkimi ograniczeniami) także na środowisko formowania małowasywnych protogwiazd. Promieniowanie ultrafioletowe jest istotnym czynnikiem kształtującym procesy fizyczne i skład chemiczny warunków początkowych powstawania gwiazd i układów planetarnych.

## 5 Warunki jonizacji pierwiastków i wzbudzenia molekuł w otoczeniu masywnej protogwiazdy DR21

Dane obserwacyjne oraz część wyników opisanych w tym rozdziale wchodzi w skład publikacji Karska et al. (w przygotowaniu). Większość rysunków i wszystkie obliczenia w tym rozdziale przeprowadziła autorka pod kierownictwem promotorki pomocniczej dr Agaty Karskiej. Współautor Christian Fisher oraz Randolph Klein przeprowadzili obserwacje astronomiczne teleskopem SOFIA oraz dokonali wstępnej redukcji danych. Współautor Yang Yao-Lun dostarczył danych z instrumentu SPIRE, a także przygotował mapy emisji obserwowanych tym instrumentem molekuł (Rys. 42-44). Promotorka pomocnicza Agata Karska wykonała Rys. 49-51 i 53 z wykorzystaniem danych obserwacyjnych w poszczególnych pozycjach dostarczonych przez autorkę. Współautorka Ngan Le dostarczyła skryptu wykorzystanego przez autorkę do obliczenia temperatury rotacyjnej i przygotowania Rys. 52. Współautorzy Miguel Figueira, Maja Kaźmierczak-Barthel oraz Andre Beck uczestniczyli w dyskusjach na temat analizy wyników pracy.

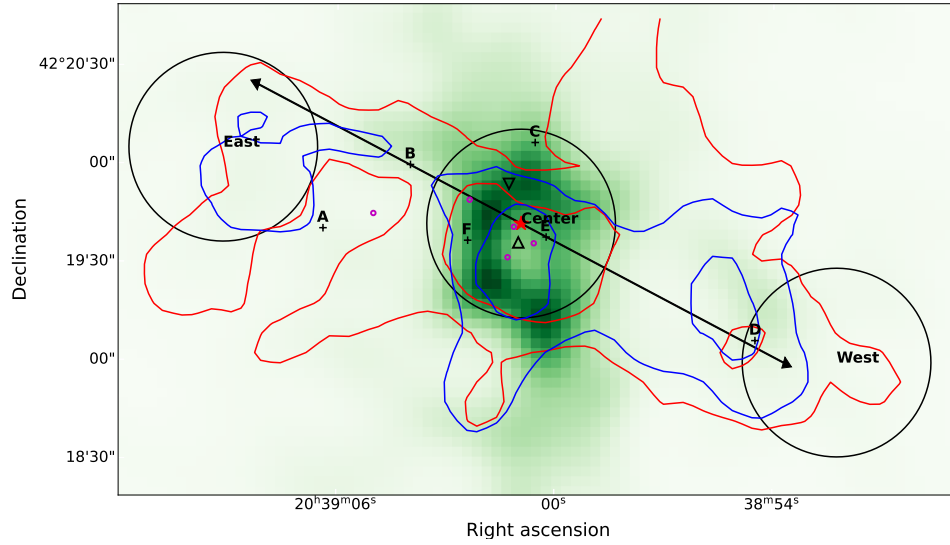
Wpływ masywnych protogwiazd na ich obłoki macierzyste jest znacząco większy niż ma to miejsce w przypadku ich małowasywnych odpowiedników. Energetyczne wypływy molekularne od masywnych protogwiazd wpływają znacznie na ośrodek międzygwiazdowy (Krumholz et al. 2014; Geen et al. 2020) i rozpoczęcie procesów gwiazdotwórczych nowej generacji gwiazd (Elmegreen & Lada 1977; Kessel-Deynet & Burkert 2003). Promieniowanie ultrafioletowe jest ważnym czynnikiem środowiska regionów H II. Swoją nazwę zawdzięczają jonizującym fotonom o energiach wyższych niż 13,6 eV, które odpowiadają za występowanie wodoru w postaci zjonizowanej (H II). Regiony te rozszerzają się, kompresując jednocześnie otaczającą materię (Deharveng et al. 2005; Bernard et al. 2016). Ponadto silne wiatry protogwiazdowe pochodzące od masywnych protogwiazd wpływają na skład i morfologię macierzystego obłoku molekularnego poprzez zwiększenie turbulencji i dyssypacji materii (Luisi et al. 2021; Geen et al. 2021).

### 5.1 Masywna protogwiazda DR21

Region gwiazdotwórczy w gwiazdozbiornie Łabędzia (Cygnus X) jest znakomitą obiektem do badania wpływu procesów gwiazdotwórczych masywnych gwiazd na ośrodek międzygwiazdowy. Region ten został opisany w pracy Downes & Rinehart (1966), gdzie po raz pierwszy wyodrębniono źródło nr 21. Masywna protogwiazda DR21 otrzymała swoją nazwę od nazwisk odkrywców i kolejności według jasności w regionie gwiazdotwórczym.

Obiekt ten jest szczególnie ze względu na najbardziej masywny ( $\sim 3000 M_{\odot}$ ) i energetyczny ( $\sim 2 \times 10^{48}$  erg) wypływ molekularny w Drodze Mlecznej (Garden et al. 1991, Garden & Carlstrom 1992). Przyjmując odległość do DR21 jako  $1,5^{+0,08}_{-0,07}$  kpc (Rygl et al. 2012), bipolarny wypływ molekularny rozciąga się w kierunku północno-wschodnim i południowo-zachodnim od centralnej protogwiazdy na dystans 2,5 pc (Rys. 37).

Obserwacje w dalekiej podczerwieni pozwoliły na zidentyfikowanie korelacji przestrzennej emisji



Rysunek 37: Aktywność wypływu molekularnego pochodzącego od protogwiazdy DR21 obserwowana za pomocą linii CO  $J = 3-2$  instrumentem HARP (ang. *Heterodyne Array Receiver Programme*, Buckle et al. 2009) na tle emisji kontinuum na  $250 \mu\text{m}$  (kolory). Kontury niebieskie przedstawiają emisję molekuly CO  $J=3-2$  przesuniętą ku fioletowi (w zakresie od  $-13$  do  $-4 \text{ km s}^{-1}$ ), a czerwone kontury emisję przesuniętą ku czerwieni (w zakresie od  $2$  do  $8 \text{ km s}^{-1}$ ). Mapa kontinuum została przygotowana na podstawie danych z instrumentu SPIRE jako część projektu Herschel Gould Belt Survey (André et al. 2010). Czerwona gwiazda wskazuje pozycję masywnej protogwiazdy DR21, a czarne krzyże wybrane pozycje (zob. Sekcja 5.2.2). Czarne okręgi oznaczają pozycje obserwacji z Jakob et al. 2007 teleskopem ISO, a czarne strzałki – wykryty w tej pracy kierunek wypływu molekularnego. Mapa przedstawia również pięć pozycji źródeł radiowych zidentyfikowanych jako gwiazdy OB (fioletowe okręgi, Roelfsema et al. 1989) oraz regiony H II DR21 A-B-C i region kometarny DR21 D sklasyfikowane przez Harris 1973 (czarny trójkąt skierowane odpowiednio w górę i w dół).

linii [O I] na  $63 \mu\text{m}$  z  $\text{H}_2 v = 1-0 \text{ S}(1)$ , które są znacznikami gazu skompresowanego przez fale uderzeniowe (Lane et al. 1990; Poglitsch et al. 1996). Emisji atomowej i molekularnej w dalekiej podczerwieni nie udało się jednak wytłumaczyć za pomocą prostych modeli fal uderzeniowych typu C czy typu J (Lane et al. 1990). Szczegółowe badania przeprowadzone przez Cyganowski et al. (2003) oraz Immer et al. (2014) miały z kolei na celu określenie właściwości obszaru H II znajdującego się w centrum DR21. Próby te zostały zakończone wnioskami o skomplikowanej naturze procesów fizycznych w badanym obiekcie, a mechanizm grzania materii jest ciągle przedmiotem dyskusji.

Pierwsza detekcja wody w źródle DR21 została przeprowadzona na pomocą instrumentu SPIRE na pokładzie Kosmicznego Obserwatorium Herschela (White et al. 2010). Wraz z obserwacjami przejść molekuly CO i  $^{13}\text{CO}$  oraz komplementarnymi badaniami  $\text{HCO}^+$  udało się określić wpływ fal uderzeniowych oraz regionu PDR na emisję w dalekiej podczerwieni pochodzącej od protogwiazdy DR21 (Ossenkopf et al. 2010; van der Tak et al. 2010).

Tabela 21: Linie w dalekiej podczerwieni obserwowane teleskopem SOFIA (niniejsza praca) oraz ISO (Jakob et al. 2007) w pozycji protogwiazdy DR21

| Linia                | Strumień (SOFIA)<br>( $\times 10^{-4}$ )<br>erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ sr $^{-1}$ | Strumień (ISO)<br>( $\times 10^{-4}$ )<br>erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ sr $^{-1}$ | Różnica<br>% |
|----------------------|---------------------------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------|--------------|
| [O I] 145 $\mu$ m    | 9.2                                                                             | 6.2                                                                           | 33           |
| [O I] 63 $\mu$ m     | 54.5                                                                            | 49.4                                                                          | 9            |
| [C II] 157.7 $\mu$ m | 14.6                                                                            | 8.1                                                                           | 44           |
| [O III] 51.8 $\mu$ m | 18.2                                                                            | 11.5                                                                          | 37           |
| [O III] 88.4 $\mu$ m | 9.1                                                                             | 4.64                                                                          | 49           |
| CO 14-13             | 3.0                                                                             | 1.75                                                                          | 42           |
| CO 16-15             | 3.3                                                                             | 0.99                                                                          | 69           |

Wysokie przejścia molekuly CO ( $J \geq 14$ ) oraz linie atomowe w dalekiej podczerwieni [O I], [C I] i [C II] były obserwowane przez Jakob et al. (2007) za pomocą teleskopu kosmicznego ISO (ang. *Infrared Space Observatory*, Kessler et al. 1996). Na rysunku 37 zaznaczono czarnymi okręgami obszary obserwacji protogwiazdy DR21 (DR21 Centrum) oraz obszary zachodniego i wschodniego wypływu molekularnego. Obserwacje prowadzone teleskopem SOFIA nie sięgają do obszarów wypływów molekularnych obserwowanych teleskopem ISO. Z tego powodu w Tabeli 21 porównano strumienie obserwowanych linii jedynie dla centralnego obszaru w wiązce obserwacji ISO, a więc 80". Największą zbieżność wyników pomiędzy pomiarami wykonanymi na potrzeby niniejszej pracy oraz opublikowane w Jakob et al. 2007 otrzymano dla linii [O I] na 63  $\mu$ m. Największe różnice (sięgające ok. 70%) zanotowano dla wysokich przejść CO. Relatywna różnica pomiędzy obserwacjami wynosi przeciętnie ok. 40%, co jest zgodne z niepewnością strumienia obserwowanego za pomocą instrumentu Long Wavelength Spectrometer (LWS, Clegg et al. 1996) na pokładzie teleskopu kosmicznego ISO na poziomie 30% (Jakob et al. 2007). Różnice mogą wynikać również z faktu, że obserwacje o słabej rozdzielczości spektralnej zostały usunięte z próbki ISO, co w szczególności może mieć wpływ na obserwowany strumień słabszych linii takich jak wysokie przejścia CO.

## 5.2 Wyniki

### 5.2.1 Widma atomowe i molekularne

Spektroskopia wykonana za pomocą instrumentu FIFI-LS na pokładzie SOFIA wykazała detekcję wszystkich obserwowanych linii molekularnych, atomowych i zjonizowanego gazu za wyjątkiem bardzo wysokiego przejścia molekuly CO  $J = 30-29$  na 87,19  $\mu$ m. Rysunek 38 przedstawia profile linii obserwowanych atomów i molekuł w pozycji źródła DR21 i kilku wybranych pozycjach wzdłuż wypływów molekularnych (Rys. 37). Pozycja A odpowiada lokalnemu minimum we wschodniej części wypływu molekularnego widocznemu w emisji molekuly CO  $J=14-13$  (Rys. 40). Większość obserwowanych linii

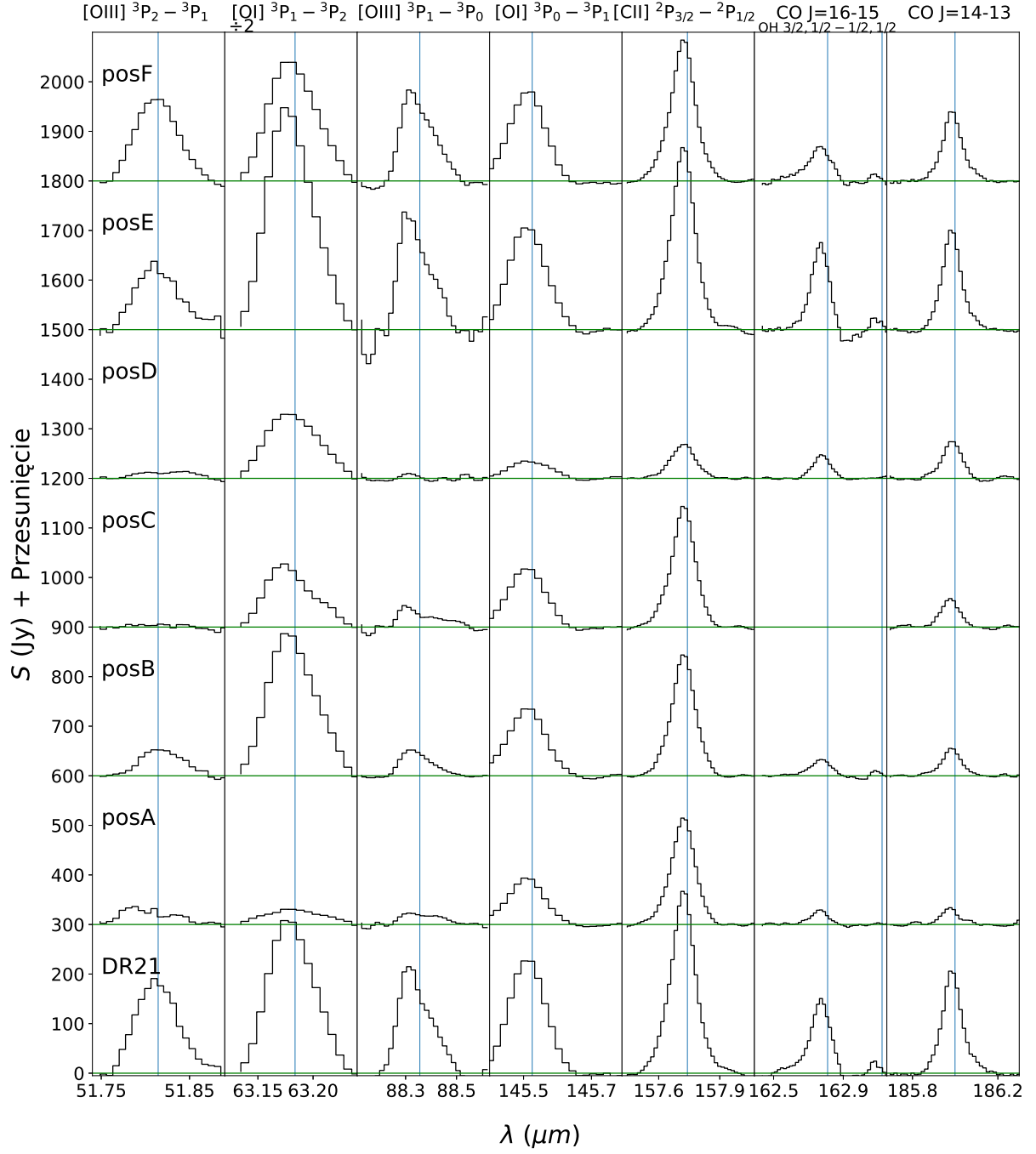
wyказuje słabą emisję w tej pozycji za wyjątkiem linii [C II] i [O I] na 145  $\mu\text{m}$ . Pozycje B, E i D zostały wybrane na podstawie lokalnych maksimów emisji [O I] na 63  $\mu\text{m}$  wzdłuż kierunku wypływu molekularnego, które są zbieżne ze zwiększoną emisją także w obu obserwowanych liniach molekuly CO (Rys. 40 i 41). Pozycja C zlokalizowana jest na północ od pozycji protogwiazdy DR21 i kierunku wypływu molekularnego, natomiast pozycja F znajduje się w pobliżu maksimum obserwowanego w linii [O III] (Rys. 48).

Emisja we wszystkich obserwowanych liniach jest najsilniejsza w pozycji protogwiazdy DR21 oraz jej najbliższej okolicy oznaczonej pozycjami E i F (Rys. 38). Linie [O I] na 63  $\mu\text{m}$  i [C II] są najsilniejsze spośród obserwowanych. Region ten charakteryzuje się również stosunkowo silną emisją linii podwójnie zjonizowanego tlenu na 52 i 88  $\mu\text{m}$ . Najsłabszą emisją charakteryzują się wysokie przejścia rotacyjne molekuly CO  $J=14-13$  i  $J=16-15$  oraz jeden z komponentów dubletu OH na 163  $\mu\text{m}$ : linia  $3/2, 1/2-1/2, 1/2$  (163.13  $\mu\text{m}$ ). Profile linii mogą posiadać struktury niewidoczne na Rysunku 38 z powodu ograniczonej zdolności rozdzielczej instrumentu FIFI-LS.

### 5.2.2 Stosunki intensywności linii

Tabela 22 zawiera wybrane stosunki intensywności linii przejść atomowych i molekularnych obserwowanych w pozycji źródła DR21 oraz pozycjach A-F (Rys. 37). Emisja linii atomowych [O I] na 63  $\mu\text{m}$  i [C II] dominuje nad emisją linii molekularnych wysokich przejść CO we wszystkich wybranych pozycjach, a w szczególności w pozycji A i B we wschodniej części wypływu. Stosunki intensywności linii [C II] do [O I] na 145  $\mu\text{m}$  nie zmieniają się znacznie wzdłuż wypływu molekularnego i wynoszą średnio  $1,5 \pm 0,2$ . Może to świadczyć o podobnych warunkach fizycznych gazu atomowego. Za wyjątkiem pozycji B stosunek intensywności linii [O I] na 63  $\mu\text{m}$  do linii CO  $J=14-13$  zamyka się w wąskim zakresie 14-18, co sugeruje podobne pochodzenie obu linii wzdłuż wypływu. W przeciwieństwie do wyżej wymienionych przypadków stosunek intensywności linii [C II] do CO  $J=14-13$  wykazuje dużo większy rozrzut, wahając się pomiędzy 1,56 (pozycja D) po 13,99 (pozycja A) z wartością środkową 4,08 (dla pozycji F). Tak duże różnice obrazują różnorodność warunków fizycznych wzdłuż wypływu DR21 opisane w podrozdziale *Analiza wyników*.

Relatywnie wysoki rozrzut stosunku intensywności dwóch linii [O I] może częściowo wynikać z głębokości optycznej linii [O I] na 63  $\mu\text{m}$ , niskiej rozdzielczości instrumentu FIFI-LS (przez co samoabsorpcja w tej linii nie jest uwzględniona w obserwacjach) czy też niedokładnej korekty na wpływ atmosfery ziemskiej (zob. podrozdział 2.3). Oczekiwany stosunek intensywności linii [O I] 63/145  $\mu\text{m}$  dla emisji optycznie cienkiej jest wyższy niż 10 (Liseau et al. 2006). Taka sytuacja ma miejsce jedynie dla pozycji D. Głównym czynnikiem zaburzającym ten stosunek jest potencjalnie duża samoabsorpcja linii [O I] na 63  $\mu\text{m}$ . Wysokiej rozdzielczości widma linii [O I] na 63  $\mu\text{m}$  obserwowane instrumentem GREAT na pokładzie SOFIA w pozycji źródła DR21 pozwalają na identyfikację komponentów z widoczną samoabsorpcją oraz pomiar wpływu tego zjawiska na całkowitą emisję w tej linii (Chambers et al., w przygotowaniu). Na podstawie porównania widm obserwowanych instrumentem GREAT wyznaczono współczynnik korekcji na  $\sim 2$  (Karska et al., w przygotowaniu).



Rysunek 38: Profile linii obserwowanych atomów i molekuł w wybranych pozycjach (por. Rys 37). Widmo linii [O I] na  $63 \mu\text{m}$  zostało podzielone przez 2 (drugi panel). Profile dla każdej pozycji są przesunięte wzdłuż pionowej osi rysunku o 300 Jy. Niebieska linia wskazuje laboratoryjną długość fali danego przejścia. W szóstym panelu zaznaczono także jeden z komponentów dubletu OH (przejście  $3/2, 1/2 - 1/2, 1/2$  na  $163,13 \mu\text{m}$ ).

Tabela 22: Stosunki intensywności wybranych linii w regionie gwiazdotwórczym DR21

| Pozycja          | [OI]63/145 | [CII]/[OI]145 | [CII]/CO14-13 | [OI]63/CO14-13 | [OIII]52/88 | CO14-13/16-15 |
|------------------|------------|---------------|---------------|----------------|-------------|---------------|
| DR21 (0'', 0'')  | 5.57       | 1.30          | 3.36          | 14.36          | 1.53        | 0.75          |
| A (82'', -2'')   | 1.93       | 1.92          | 13.99         | 14.16          | 2.38        | 0.70          |
| B (46'', 18'')   | 8.07       | 1.49          | 8.42          | 45.48          | 1.36        | 0.83          |
| C (-6'', 25'')   | 3.68       | 1.61          | 7.81          | 17.89          | -           | 0.77          |
| D (-97'', -35'') | 16.17      | 1.43          | 1.56          | 17.70          | -           | 1.02          |
| E (-10'', -4'')  | 7.66       | 1.53          | 3.50          | 17.57          | 1.86        | 0.63          |
| F (22'', -5'')   | 5.11       | 1.31          | 4.08          | 15.90          | 1.49        | 0.85          |

Numer w nawiasach odnoszą się do przesunięcia współrzędnych względem środka mapy ( $\alpha, \delta$ ) = 20<sup>h</sup>39<sup>m</sup>00,93<sup>s</sup>, +42°19'42''.

Emisja w każdej pozycji liczona jest z obszaru o średnicy 18'' odpowiadającej rozmiarowi wiązki linii CO  $J=14-13$  na 186  $\mu\text{m}$ .

- oznacza brak detekcji linii [O III] 52  $\mu\text{m}$ .

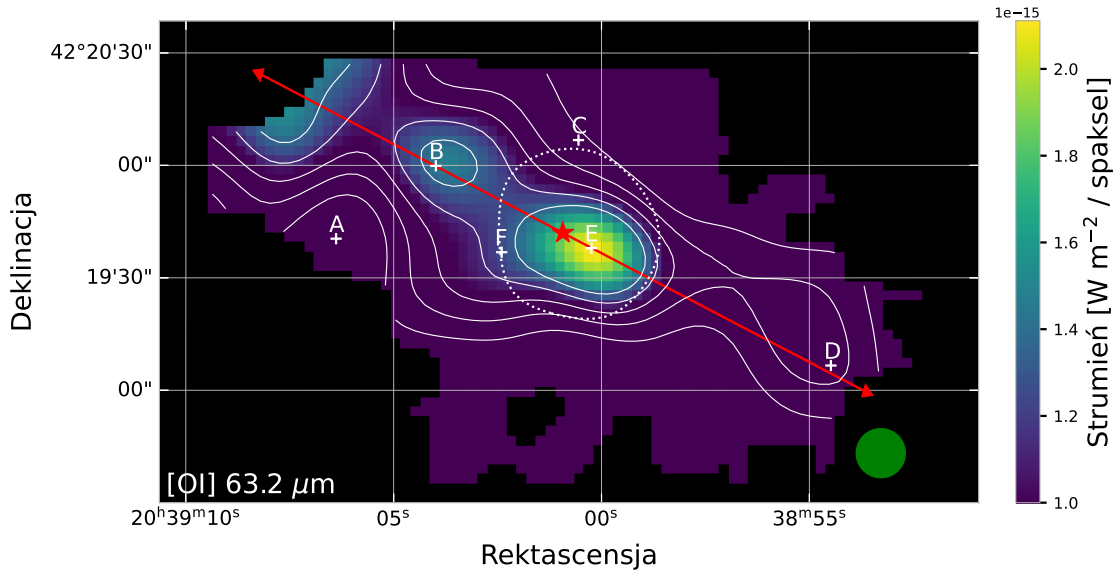
Profile linii [C II] obserwowane za pomocą instrumentu HIFI na pokładzie Kosmicznego Obserwatorium Herschela w kierunku środka systemu DR21 nie wykazują oznak samoabsorpcji (zob. Rys. 1 w Ossenkopf et al. 2010). Maksimum emisji odpowiada prędkości źródła ( $-4 \text{ km s}^{-1}$ ), a profil emisji rozciąga się pomiędzy  $-30$  a  $7 \text{ km s}^{-1}$ . Profil tej linii jest wyraźnie asymetryczny z dużą częścią emisji przesuniętej ku fioletowi. Asymetria profili linii wskazuje na dużą turbulencję gazu w badanym obszarze, o czym świadczy również rozkład przestrzenny emisji obserwowanych pierwiastków i molekuł.

### 5.2.3 Rozkład przestrzenny emisji linii w dalekiej podczerwieni

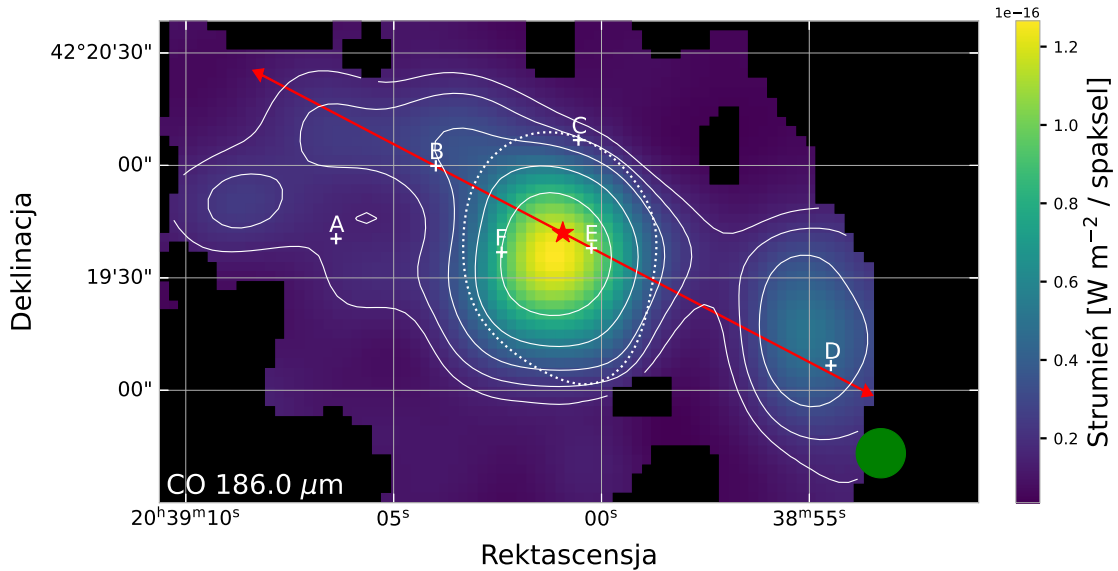
Rozkład przestrzenny linii w dalekiej podczerwieni pozwala na prześledzenie warunków fizycznych odpowiadających za procesy grzania i chłodzenia gazu. Będzie też wskazywać na struktury rozległego wpływu molekularnego od protogwiazdy DR21.

Rysunki 39 i 40 pokazują mapy regionu DR21 w zintegrowanej emisji linii [O I] na 63  $\mu\text{m}$  oraz CO  $J=14-13$ . Emisja w tych liniach jest wyraźnie skorelowana z kierunkiem wpływu molekularnego obserwowanego w emisji molekularnego wodoru (Garden et al. 1986, 1991; Davis et al. 2007). Maksima tej emisji zostały zidentyfikowane na północnym-wschodzie oraz południowym-zachodzie od protogwiazdy DR21. Pozycja D znajduje się w okolicy maksimum linii  $\text{H}_2 \text{ v} = 1-0 \text{ S}(1)$  (Garden et al. 1986) oraz struktur gęstego gazu zaobserwowanego w emisji molekuł  $\text{N}_2\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2\text{CO}$  i  $\text{SiO}$  (Skretas et al. 2023), zwanych przez autorów „regionem interakcji”.

Pozycja B jest położona we wschodnim płacie wpływu molekularnego w połowie odległości pomiędzy środkiem regionu DR21 a maksimum widocznym w emisji  $\text{H}_2$  i [O I] na 63  $\mu\text{m}$  (Garden et al. 1986, 1991; Lane et al. 1990), w pobliżu maksimum emisji  $\text{HCO}^+$  i  $\text{HCN } J=1-0$  (Skretas et al. 2023).



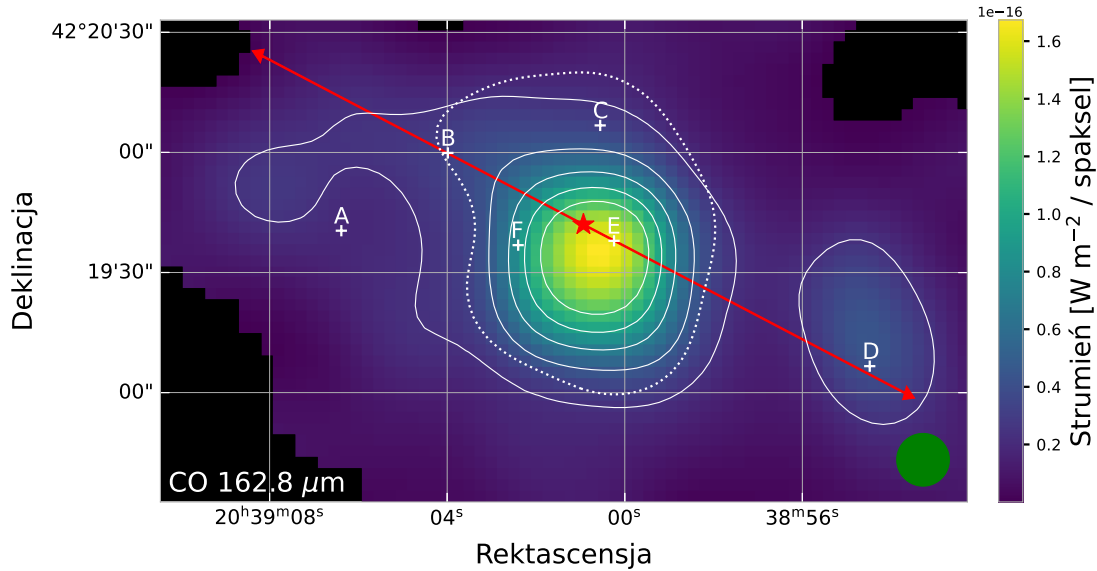
Rysunek 39: Mapa emisji linii [O I] na  $63 \mu\text{m}$  w regionie DR21 (kontury ciągłe). Kontury rysowane są na  $10 \sigma$ ,  $15 \sigma$ ,  $20 \sigma$ ,  $25 \sigma$  i  $30 \sigma$ . Kontur przerywany odpowiada emisji kontinuum na danej długości linii na poziomie  $5 \sigma$ . Czerwona gwiazdka oznacza pozycję protogwiazdy DR21, a czerwone strzałki – kierunki wypływu molekularnego widoczne w obserwacjach  $\text{H}_2 v = 1-0 \text{ S}(1)$  (Jakob et al. 2007). Białymi krzyżami oznaczono wybrane pozycje. Zielone koło oznacza wielkość wiązki.



Rysunek 40: Mapa emisji linii CO  $J=14-13$  na  $186 \mu\text{m}$  w regionie DR21 (kontury ciągłe). Kontury rysowane są na  $7 \sigma$ ,  $10 \sigma$ ,  $15 \sigma$ ,  $25 \sigma$  i  $40 \sigma$ . Pozostałe oznaczenia są analogiczne do Rys. 39.

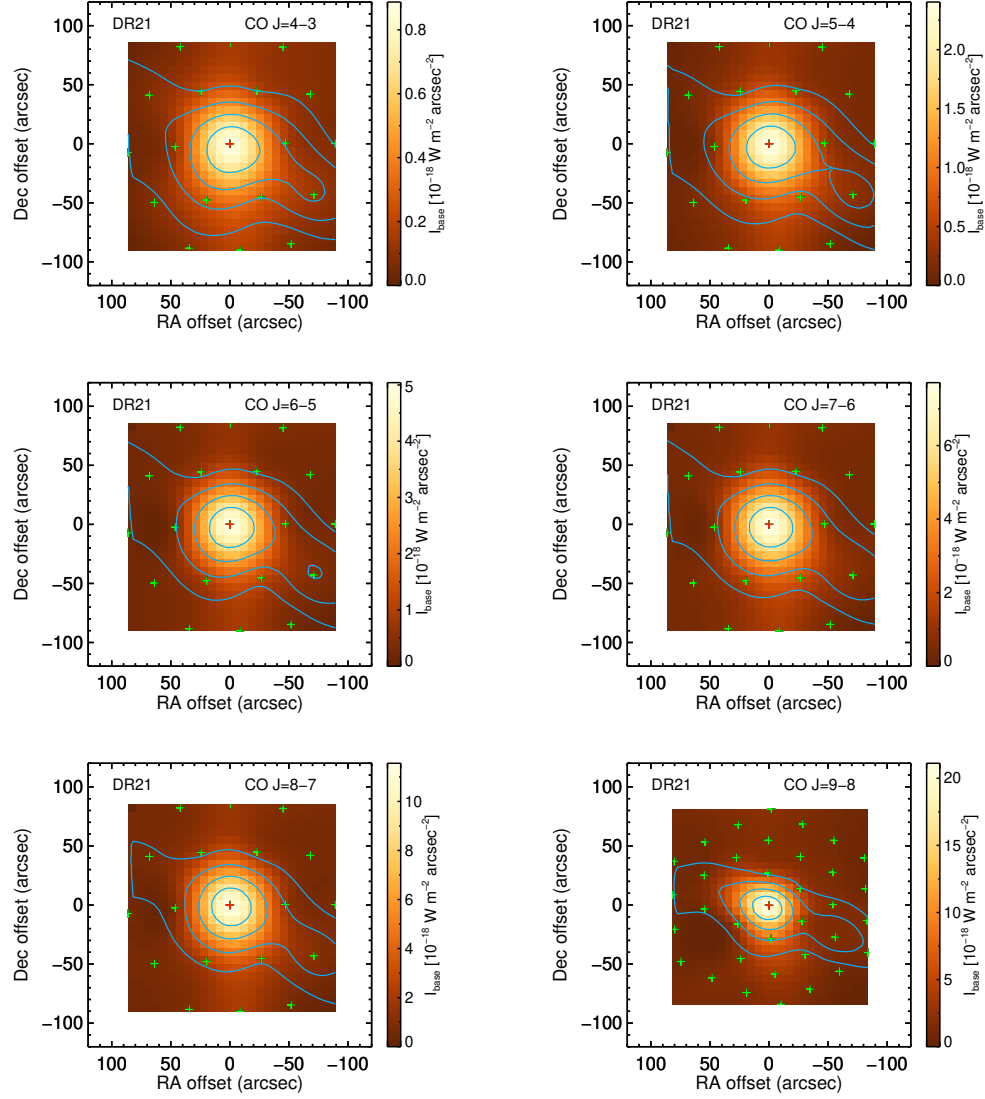
Emisja [O I] na  $63\ \mu\text{m}$  jest relatywnie jednorodnie rozmieszczona wzdłuż wypływu molekularnego od DR21. Maksima tej emisji w okolicach pozycji B, E i D znajdują się na linii wypływu. Rozmiar emisji [O I] na  $63\ \mu\text{m}$  jest podobny do poprzednich map przygotowanych na podstawie danych KAO (Poglitsch et al. 1996) i ISO (Lane et al. 1990), lecz z zachowaniem lepiej widocznych detali ze względu na znacząco lepszą rozdzielczość przestrzenną (o czynnik 5 pomiędzy obserwacjami ISO i FIFI-LS). W szczególności obserwacje te pozwalają na identyfikację przesunięcia przestrzennego pomiędzy maksimami emisji [O I] na  $63\ \mu\text{m}$  a CO  $J=14-13$  w pobliżu protogwiazdy DR21 (pozycja E). Jednak w ogólności schemat emisji i położenie jej maksimów sugeruje podobne pochodzenie.

Emisja linii wysokich przejść rotacyjnych molekuly CO (Rys. 40 i Rys. 41) rozciąga się na cały obserwowany region z silnymi maksimami w pobliżu protogwiazdy DR21. Drugim obszarem o wysokiej emisji CO są okolice pozycji D w zachodniej części wypływu molekularnego. Podobny rozkład przestrzenny został zaobserwowany w niższych przejściach rotacyjnych molekuly CO np. mapy CO  $J=5-4$  i CO  $J=13-12$  otrzymane za pomocą danych SPIRE na pokładzie Kosmicznego Teleskopu Herschela (White et al. 2010, Rys. 42 i Rys. 43). Warto zauważyć, że emisja w wysokich przejściach rotacyjnych CO jest zdecydowanie bardziej rozległa niż emisja linii  $\text{H}_2\text{O}\ 2_{11}-2_{02}$  ( $E_u=136,9\ \text{K}$ ) obserwowana za pomocą SPIRE (Rys. 2 w White et al. 2010). Nowa redukcja i analiza danych SPIRE pokazuje, że emisja linii wody jest także widoczna w zachodnim płacie wypływu molekularnego DR21 (Rys. 44). Wynika z tego, że emisja wysokich przejść rotacyjnych CO i emisja  $\text{H}_2\text{O}$  może pochodzić z tego samego źródła, którym jest gaz podgrzany po przejściu frontu fali uderzeniowej (Kristensen et al. 2017; Karska et al. 2018; van Dishoeck et al. 2021).

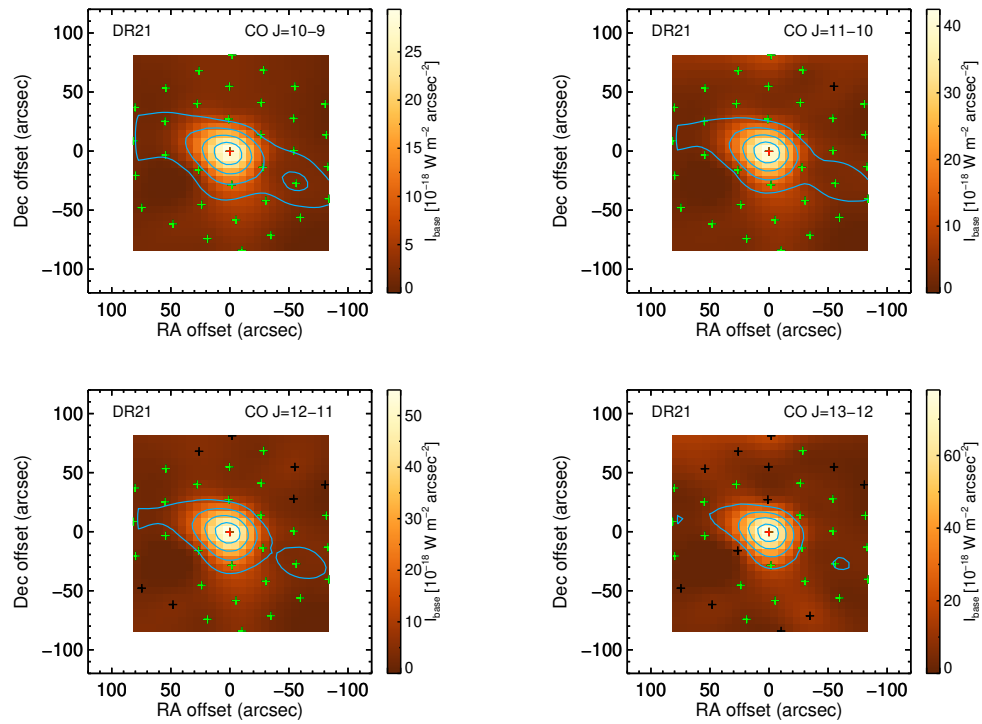


Rysunek 41: Mapa emisji linii CO  $J=16-15$  na  $163\ \mu\text{m}$  w regionie DR21 (kontury ciągłe). Kontury rysowane są na  $5\ \sigma$ ,  $10\ \sigma$ ,  $15\ \sigma$ ,  $20\ \sigma$  i  $25\ \sigma$ . Pozostałe oznaczenia są analogiczne do Rys. 39.

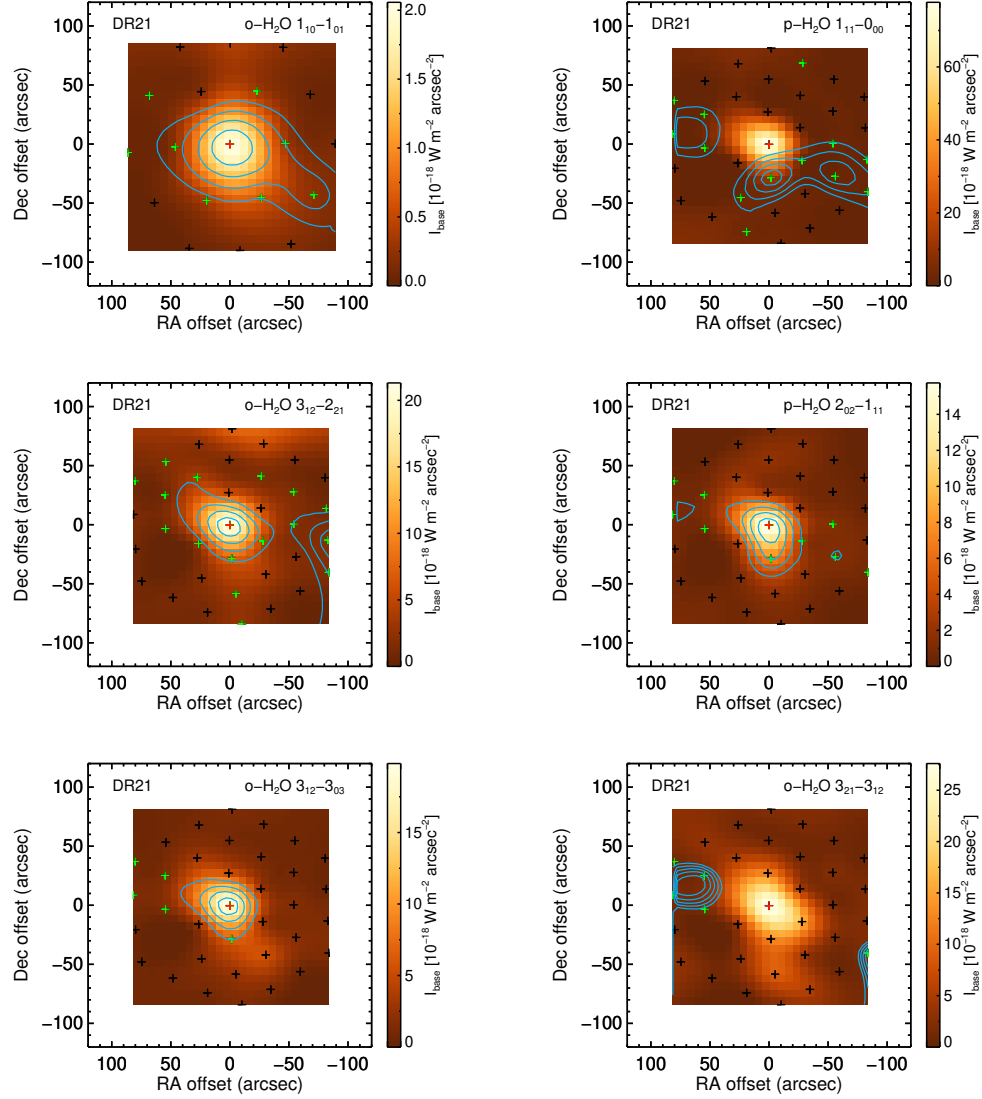
Rysunki 46, 45 i 47 przedstawiają rozkład przestrzenny emisji w liniach [C II] na  $158\ \mu\text{m}$ , [O I] na  $145\ \mu\text{m}$  i [O III] na  $88\ \mu\text{m}$  w rejonie gwiazdotwórczym DR21. Większość emisji niezależnie od



Rysunek 42: Mapy konturowe emisji linii CO  $J=4-3$  (górny lewy panel), CO  $J=5-4$  (górny prawy panel), CO  $J=6-5$  (środkowy lewy panel), CO  $J=7-6$  (środkowy prawy panel), CO  $J=8-7$  (dolny lewy panel) i CO  $J=9-8$  (dolny prawy panel) w regionie DR21. Czerwony krzyż oznacza pozycję źródła DR21, a pozostałe krzyże odpowiadają pozycji pikseli spektralnych. Opracowanie: Yao-Lun Yang.

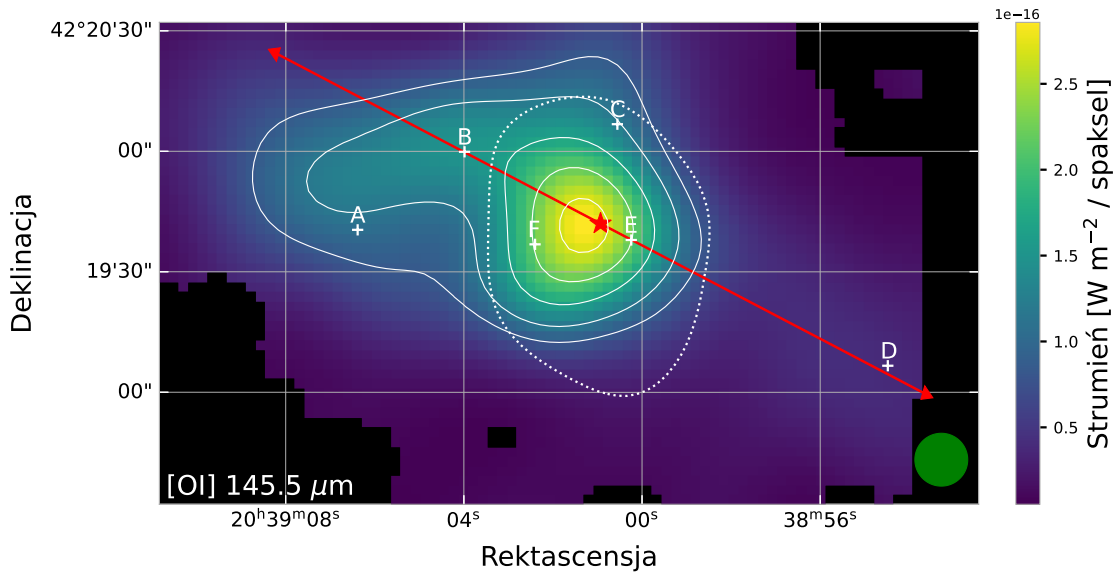


Rysunek 43: Mapy konturowe emisji linii CO  $J=10-9$  (górny lewy panel), CO  $J=11-10$  (górny prawy panel), CO  $J=12-11$  (dolny lewy panel) i CO  $J=13-12$  (dolny prawy panel) w regionie DR21. Czerwony krzyż oznacza pozycję źródła DR21, a pozostałe krzyże odpowiadają pozycji pikseli spektralnych. Opracowanie: Yao-Lun Yang.

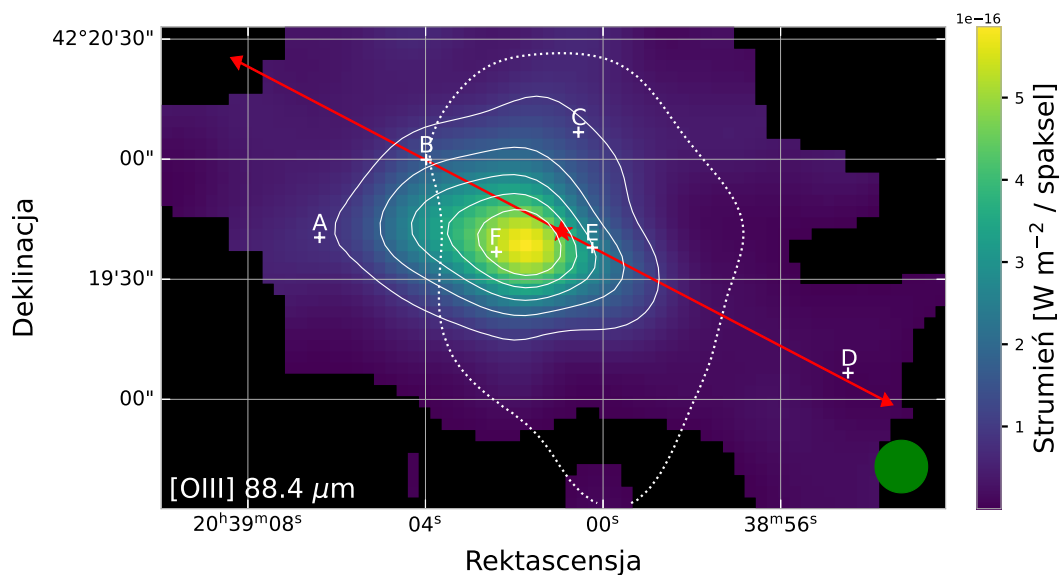


Rysunek 44: Mapy konturowe emisji linii  $\text{o-H}_2\text{O } 1_{10}-1_{01}$  (górny lewy panel),  $\text{p-H}_2\text{O } 1_{11}-0_{00}$  (górny prawy panel),  $\text{o-H}_2\text{O } 3_{12}-2_{21}$  (środkowy lewy panel),  $\text{p-H}_2\text{O } 2_{02}-1_{11}$  (środkowy prawy panel),  $\text{o-H}_2\text{O } 3_{12}-3_{03}$  (dolny lewy panel) i  $\text{o-H}_2\text{O } 3_{21}-3_{12}$  (dolny prawy panel) w regionie DR21. Czerwony krzyż oznacza pozycję źródła DR21, a pozostałe krzyże odpowiadają pozycji pikseli spektralnych. Opracowanie: Yao-Lun Yang.

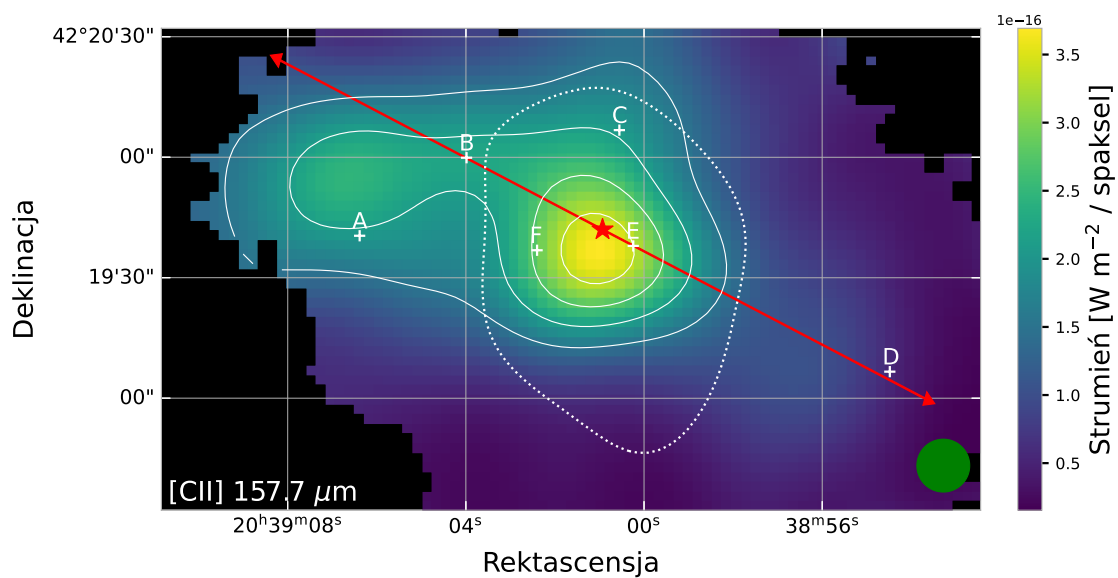
linii skoncentrowana jest we wschodnim płacie wypływu molekularnego. Zachodnia część wypływu charakteryzuje się słabszą emisją w tych liniach w odróżnieniu od obserwacji w wysokich przejściach rotacyjnych molekuly CO i linii [O I] na  $63 \mu\text{m}$ . Rozkłady przestrzenne emisji w liniach [C II]  $\mu\text{m}$  i [O I] na  $145 \mu\text{m}$  są generalnie zbieżne z kierunkiem wypływu  $\text{H}_2$ , aż do pozycji B, gdzie nachyla się ku pozycji A, wskazując na wnękę wypływu pozbawioną obecności gazu molekularnego (por. np. CO  $J=3-2$ , Rys. 37). Obszar występowania zjonizowanego gazu obserwowanego za pomocą linii [O III] jest związany bezpośrednio z centralnym regionem H II z maksimum w pobliżu pozycji F (Rys. 47 i Rys. 48). Na Rysunku 48 widoczne jest przesunięcie maksimum emisji pomiędzy rozkładem przestrzennym linii neutralnego a zjonizowanego tlenu. Podobny obszar widoczny jest także w emisji linii [N II]  $^3\text{P}_1-^3\text{P}_0$  na  $205,2 \mu\text{m}$  (White et al. 2010). Region ten jest częścią większej wnęki widocznej w obserwacjach instrumentem IRAC na pokładzie Kosmicznego Obserwatorium Spitzera (Zapata et al. 2013). Mapy FIFI-LS obrazują złożoność emisji w dalekiej podczerwieni w regionie protogwiazdy DR21 i jej masywnego wypływu molekularnego, który oddziałuje z otaczającą go materią.



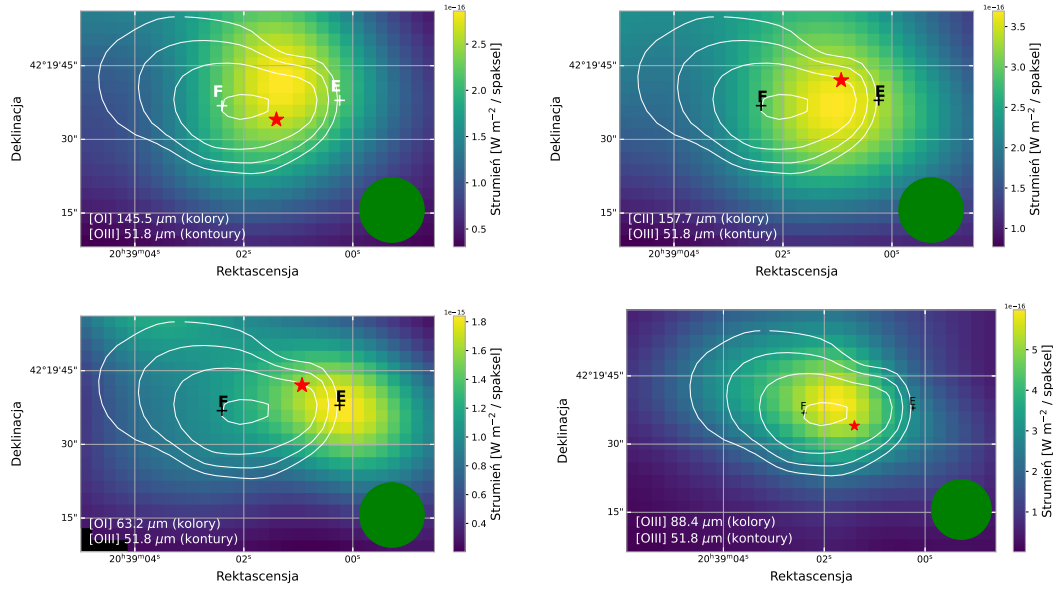
Rysunek 45: Mapa emisji linii [O I] na  $145 \mu\text{m}$  w regionie DR21 (kontury ciągłe). Kontury rysowane są na  $5 \sigma$ ,  $7 \sigma$ ,  $10 \sigma$ ,  $13 \sigma$  i  $16 \sigma$ . Pozostałe oznaczenia są analogiczne do Rys. 39.



Rysunek 47: Mapa emisji linii [O III] na  $88 \mu\text{m}$  w regionie DR21 (kontury ciągłe). Kontury rysowane są na 5  $\sigma$ , 10  $\sigma$ , 15  $\sigma$ , 20  $\sigma$  i 25  $\sigma$ . Pozostałe oznaczenia są analogiczne do Rys. 39.



Rysunek 46: Mapa emisji linii [C II] na  $158 \mu\text{m}$  w regionie DR21 (kontury ciągłe). Kontury rysowane są na 5  $\sigma$ , 7  $\sigma$ , 9  $\sigma$  i 11  $\sigma$ . Pozostałe oznaczenia są analogiczne do Rys. 39.



Rysunek 48: Mapy emisji linii [O III] na 52  $\mu\text{m}$  w regionie DR21 (kontury ciągłe) na tle emisji innych linii atomowych: [O I] na 145  $\mu\text{m}$  (górny lewy panel), [C II] na 158  $\mu\text{m}$  (górny prawy panel), [O I] na 63  $\mu\text{m}$  (dolny lewy panel) i [O III] na 88  $\mu\text{m}$  (dolny prawy panel). Kontury rysowane są na 3  $\sigma$ , 4  $\sigma$ , 5  $\sigma$ , 6  $\sigma$ . Pozostałe oznaczenia są analogiczne do Rys. 39.

### 5.3 Analiza wyników

#### 5.3.1 Moc promieniowania linii w dalekiej podczerwieni

Rozkład przestrzenny emisji w liniach w dalekiej podczerwieni omówiony w Sekcji 5.2.3 wskazuje na różne rozmieszczenie emisji linii atomowych i molekularnych, a także na asymetrię pomiędzy wschodnim i zachodnim płatem wypływu. Porównanie mocy promieniowania obserwowanych linii w dalekiej podczerwieni pozwala na określenie właściwości fizycznych gazu w okolicy masywnej protogwiazdy.

Wszystkie mapy rozkładu przestrzennego emisji zostały skonwoluuowane do rozmiaru wiązki obserwacji linii CO  $J=14-13$ . Dla wybranych pozycji i współrzędnych odpowiadających centralnej protogwieździe obliczono moc promieniowania linii według poniższej formuły:

$$L_X = 4\pi d^2 F_X \quad (23)$$

gdzie  $L_X$  oznacza moc promieniowania w danej linii, a  $F_X$  - strumień obserwowany w danej linii. Za odległość do źródła DR21 ( $d$ ) przyjęto 1,5 kpc (Rygl et al. 2012). Moc promieniowania linii wyrażono w mocy promieniowania Słońca ( $L_\odot$ ).

Tabela 23: Linie chłodzenia w dalekiej podczerwieni w  $L_{\odot}$

| Pozycja          | $L_{[\text{OI}]}$ | $L_{[\text{CII}]}$ | $L_{[\text{OIII}]}$ | $L_{\text{CO}}$ | $L_{\text{CO}}^{\text{tot}}$ | $L_{\text{FIR}}$ |
|------------------|-------------------|--------------------|---------------------|-----------------|------------------------------|------------------|
| DR21 (0'', 0'')  | 12.9              | 2.5                | 3.1                 | 2.2             | 7.7                          | 23.1             |
| A (82'', -2'')   | 1.8               | 1.3                | 0.5                 | 0.3             | 1.2                          | 4.4              |
| B (46'', 18'')   | 9.6               | 1.6                | 1.3                 | 0.4             | 1.8                          | 13.0             |
| C (-6'', 25'')   | 4.0               | 1.5                | 0.08                | 0.04            | 2.4                          | 7.9              |
| D (-97'', -35'') | 4.7               | 0.04               | 0.04                | 0.06            | 2.0                          | 7.1              |
| E (-10'', -4'')  | 14.0              | 2.4                | 2.4                 | 2.5             | 12.0                         | 28.3             |
| F (22'', -5'')   | 8.6               | 1.9                | 3.4                 | 0.08            | 3.3                          | 13.9             |

$L_{[\text{OI}]}$  i  $L_{[\text{OIII}]}$  to suma mocy promieniowania odpowiednio dwóch linii atomowego i zjonizowanego tlenu. W przypadku braku detekcji linii  $[\text{O III}]$  na  $52 \mu\text{m}$ , użyto jedynie linii  $[\text{O III}]$  na  $88 \mu\text{m}$ .

Wartość  $L_{[\text{CII}]}$  została obliczona za pomocą linii  $[\text{C II}]$  na  $158 \mu\text{m}$ .

$L_{\text{CO}}$  to suma mocy promieniowania linii  $\text{CO } J=14-13$  i  $\text{CO } J=16-15$ , a  $L_{\text{CO}}^{\text{tot}}$  oznacza całkowitą moc promieniowania linii w dalekiej podczerwieni 'ciepłego komponentu' (zob. Sekcja 5.4.1).

$L_{\text{FIR}}$  to całkowita moc promieniowania linii w dalekiej podczerwieni definiowana jako  $L_{\text{FIR}} = L_{[\text{OI}]} + L_{[\text{CII}]} + L_{\text{CO}}^{\text{tot}}$ . W obliczeniach nie uwzględniono linii OH ze względu na jej znikomy wkład ani linii  $[\text{O III}]$ , gdyż jest znacznikiem gazu o innych właściwościach.

Całkowita moc promieniowania obserwowanych linii w dalekiej podczerwieni  $L_{\text{FIR}}$  została określona jako suma mocy promieniowania w liniach tlenu  $L_{[\text{OI}]}$ , zjonizowanego węgla  $L_{[\text{CII}]}$  i tlenku węgla  $L_{\text{CO}}^{\text{tot}}$ . Moc promieniowania w liniach tlenu  $L_{[\text{OI}]}$  to suma mocy promieniowania linii  $[\text{O I}]$  na  $63 \mu\text{m}$  skorygowanej na samoabsorpcję oraz linii  $[\text{O I}]$  na  $145 \mu\text{m}$ .  $L_{\text{CO}}^{\text{tot}}$  oznacza całkowitą moc promieniowania 'ciepłego komponentu' w dalekiej podczerwieni, czyli w przedziale przejść rotacyjnych od  $J=14-13$  do  $J=24-23$  (np. Karska et al. 2018).

Tabela 23 przedstawia moce promieniowania linii w dalekiej podczerwieni obliczone dla pozycji źródła i wybranych pozycji wzdłuż wypływu. Największe wartości całkowitej mocy promieniowania linii w dalekiej podczerwieni związane są z pozycją źródła DR21 oraz jego najbliższego otoczenia (pozycje E i F). Pozycja E znajdująca się na zachód od centralnej protogwiazdy charakteryzuje się najwyższą wartością całkowitej mocy promieniowania w dalekiej podczerwieni dzięki silnej emisji w liniach tlenu i tlenku węgla. Całkowita moc promieniowania w dalekiej podczerwieni waha się pomiędzy  $4.4 L_{\odot}$  do  $28.3 L_{\odot}$ .

### 5.3.2 Parametry wzbudzenia gazu

Dane obserwacyjne emisji molekuł, atomów i zjonizowanych atomów pozwalają na określenie parametrów wzbudzenia gazu w badanym obiekcie. Zakładając uproszczony przypadek Lokalnej Równowagi Termodynamicznej obliczono temperaturę wzbudzeniową, gęstość gazu oraz gęstość elektronów w wy-

selekcjonowanych pozycjach źródła DR21 i jego wypływu molekularnego.

Przekształcając z Równanie 3, można wyliczyć temperaturę wzbudzeniową dla danego przejścia:

$$T_{\text{exc}} = \frac{E_u - E_l}{k} \times \ln^{-1} \left( \frac{g_u N_l}{g_l N_u} \right) \quad (24)$$

gdzie indeksy  $u$  i  $l$  odpowiadają odpowiednio parametrom wyższego i niższego stanu energetycznego:  $E$  - energia,  $g$  - waga statystyczna i  $N$  - gęstość kolumnowa.  $k$  oznacza stałą Boltzmanna.

Ze względu na niską zdolność rozdzielczą instrumentu FIFI-LS gęstość kolumnową można zastąpić liczbą emitujących molekuł/atomów  $N_u$  wyrażoną za pomocą:

$$N_u = \frac{4\pi d^2 F_\lambda \lambda}{hcA} \quad (25)$$

gdzie  $d$  to odległość do źródła DR21 przyjęta jako  $1,5^{+0,08}_{-0,07}$  kpc (Rygl et al. 2012),  $F_\lambda$  to strumień obserwowany na długości fali  $\lambda$ ,  $A$  jest współczynnikiem Einsteina,  $c$  prędkością światła, a  $h$  stałą Plancka. Informacje o całkowitej liczbie emitujących molekuł CO  $N_{\text{tot}}$  z uwzględnieniem obserwacji instrumentami FIFI-LS i SPIRE (zob. Sekcja 2.3 i 2.4) zawarte są w Tab. 24.

Wykorzystując stosunki linii CO  $J=14-13$  i CO  $J=16-15$ , dane molekularne tych linii (Tab. 4) oraz zakładając warunki LTE Równanie 24 dla molekuly CO można zapisać jako:

$$T_{\text{exc}}^{\text{CO}} = 171.2 \times \ln^{-1}(1.974 \times R_{\text{CO}}) \quad \text{dla } R_{\text{CO}} > 0.51 \quad (26)$$

gdzie  $R_{\text{CO}}$  jest stosunkiem linii CO  $J=14-13$  i CO  $J=16-15$ . Stosunki intensywności linii CO  $J=14-13$  i CO  $J=16-15$  w pozycji źródła DR21 oraz wyselekcjonowanych pozycjach wahają się w granicach 0.63 – 1.02 (Tab. 22), a więc wszystkie pomiary spełniają warunek Równ. 26. Temperatura wzbudzeniowa liczona dla obserwowanych linii CO w poszczególnych pozycjach zebrana jest w Tab. 24. Temperatura ta jest najwyższa w pozycji E związanej z maksimum linii [O I] na 63  $\mu\text{m}$ . Najniższą wartość temperatury wzbudzeniowej otrzymano w pozycji D w pobliżu czoła wypływu molekularnego. Mediana wyników wynosi  $409 \pm 176$  K.

Temperatury wzbudzeniowe otrzymane za pomocą obserwacji FIFI-LS zgadzają się z wynikami obliczonymi na podstawie danych z teleskopu ISO o niższej rozdzielczości (Jakob et al. 2007). W centralnej i zachodniej części obiektu temperatura wzbudzeniowa obliczona za pomocą linii CO  $J=14-13$  i CO  $J=16-15$  wynosi odpowiednio 137 K i 236 K. Należy zwrócić uwagę, że wiązka ISO wynosi 80'', w czym zawierają się obszary chłodniejsze w otoczeniu DR21.

Rysunek 49 przedstawia temperaturę kinetyczną gazu obliczoną za pomocą stosunku linii CO  $J=14-13$  i CO  $J=16-15$  przy użyciu kodu RADEX (van der Tak et al. 2007). Gęstość molekularnego wodoru  $n$  waha się od  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  do  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ , a wartości modelowanej temperatury kinetycznej przyjęto w zakresie  $10^2 - 10^3$  K. Na Rysunku 49 przedstawiono modele dla wybranych temperatur kinetycznych gazu. Szerokości linii ustalono na  $40 \text{ km s}^{-1}$  (Jakob et al. 2007, profil linii CO  $J=7-6$ ), a gęstości

Tabela 24: Parametry wzbudzenia gazu

| Pozycja          | $T_{\text{ex}}^{\text{CO}}$ [K] | $T_{\text{ex}}^{[\text{OI}]}$ [K] | $N_{\text{tot}}$ [ $\times 10^{52}$ ] |
|------------------|---------------------------------|-----------------------------------|---------------------------------------|
| DR21 (0'', 0'')  | 436                             | -                                 | 27.8                                  |
| A (82'', -2'')   | 529                             | -                                 | 3.3                                   |
| B (46'', 18'')   | 347                             | 378                               | 8.1                                   |
| C (-6'', 25'')   | 409                             | -                                 | 5.1                                   |
| D (-97'', -35'') | 245                             | 99                                | 13.0                                  |
| E (-10'', -4'')  | 785                             | 448                               | 22.8                                  |
| F (22'', -5'')   | 331                             | -                                 | 22.3                                  |

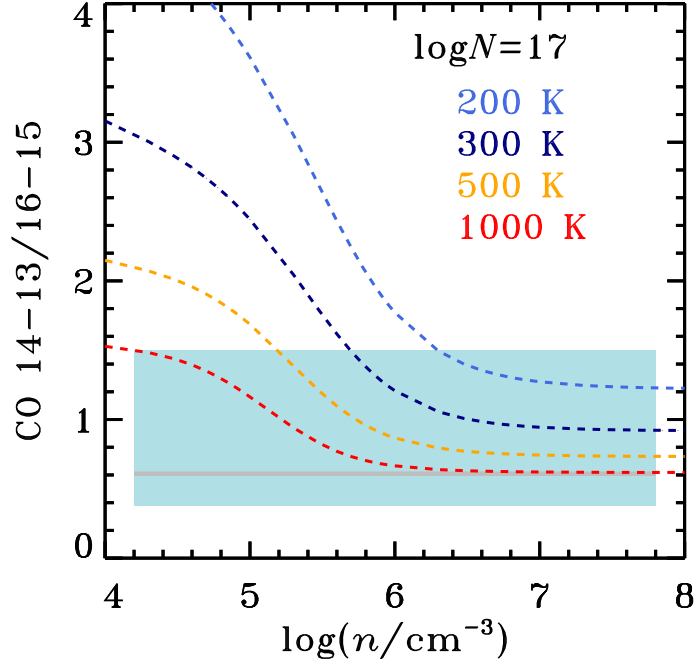
Numer w nawiasach odnoszą się do przesunięcia współrzędnych względem środka mapy ( $\alpha, \delta$ ) = 20<sup>h</sup>39<sup>m</sup>00.93<sup>s</sup>, +42°19'42''.

Do obliczeń  $T_{\text{ex}}^{[\text{OI}]}$  wykorzystano skorygowane strumienie linii [O I] na 63  $\mu\text{m}$ .

"-" oznacza nie spełnienie warunku dla Równania 25.

kolumnowe na  $10^{17} \text{ cm}^{-2}$ , by zapewnić ośrodek optycznie cienki. Stałe zderzeniowe dla molekuly CO zostały zaczerpnięte z Yang et al. (2010) oraz Neufeld et al. (2012).

Mediana stosunków linii CO  $J=14-13$  i CO  $J=16-15$  wskazuje na rozwiązania bliskie 1000 K i bardziej gęsty ośrodek. Jednak rozrzut obserwowanych wartości jest dość duży, a wśród wyselekcjonowanych pozycji znajdują się obszary o mniejszej gęstości np. w wypływach molekularnych. Modele zgadzają się z obserwacjami w dość szerokim zakresie temperatury kinetycznej gazu. Poprzednie obserwacje również wykazały szeroki zakres parametrów fizycznych gazu molekularnego w okolicy źródła DR21 (Garden et al. 1991).



Rysunek 49: Modelowe wartości temperatury kinetycznej gazu (przerywane linie: niebieska 200 K, granatowa: 300 K, żółta: 500 K i czerwona: 1000 K) odwzorowane na wykresie stosunku strumieni linii CO  $J=14-13$  do CO  $J=16-15$  w funkcji gęstości molekularnego wodoru. Jasnoniebieski prostokąt obrazuje wartości stosunku linii dla wybranych pozycji, a szara ciągła linia medianę tych wartości.

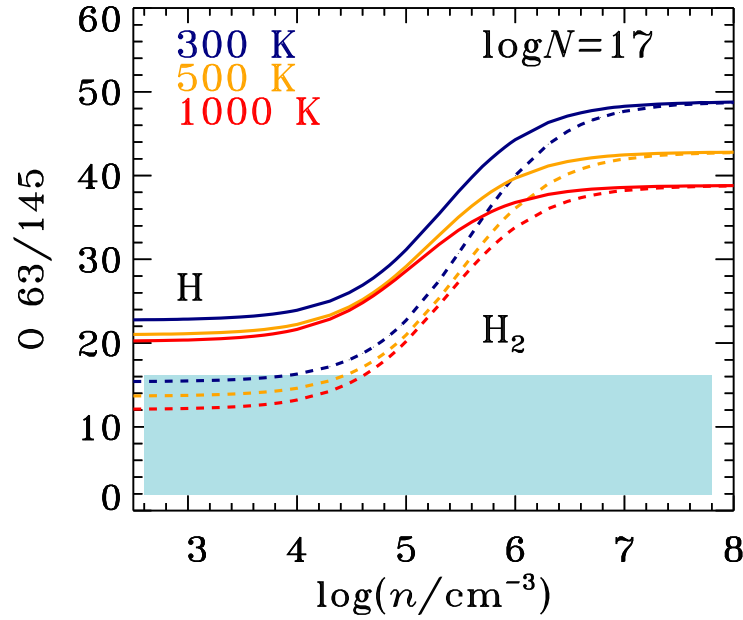
Analogiczne obliczenia można przeprowadzić dla gazu atomowego. W warunkach LTE temperatura wzbudzeniowa gazu atomowego  $T_{\text{exc}}^{[\text{OI}]}$  może zostać opisana jako:

$$T_{\text{exc}}^{[\text{OI}]} = 98.87 \times \ln^{-1}(0.0284 \times R_{[\text{OI}]}) \quad \text{dla } R_{[\text{OI}]} > 35.2 \quad (27)$$

gdzie  $R_{[\text{OI}]}$  jest stosunkiem linii [O I] na  $63 \mu\text{m}$  i [O I]  $145 \mu\text{m}$ . Podobnie jak w przypadku Równania 26 dane molekularne zostały zaczerpnięte z Tab. 4.

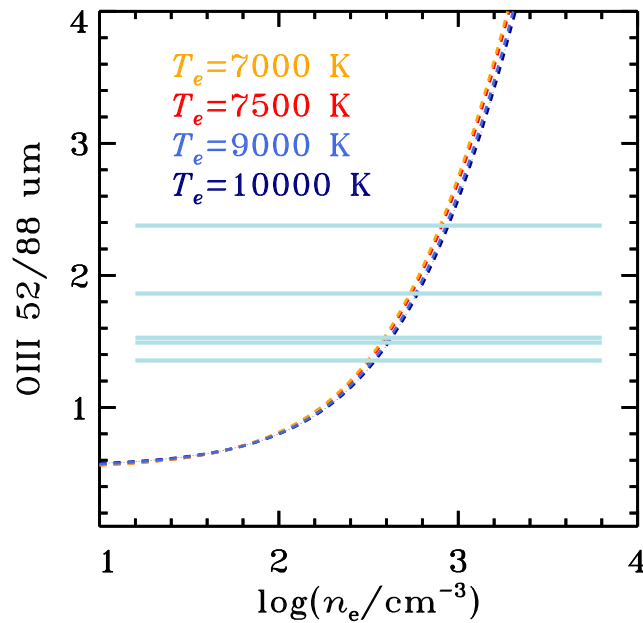
Jak opisano w sekcji 5.2.2. współczynnik korekcji strumienia [O I] na  $63 \mu\text{m}$  wynosi  $\sim 2$ . Po korekcji spośród wyselekcjonowanych pozycji tylko pozycje B, D i E spełniają warunek Równ. 27 (por. Tab. 22). Temperatura wzbudzeniowa dla tych pozycji przedstawiona jest w Tab. 24. Wartości te to odpowiednio 378 K, 99 K, 448 K. Najniższą wartość (podobnie jak w przypadku temperatury wzbudzeniowej molekuly CO) zanotowano w pozycji D znajdującej się w pobliżu czoła wypływu molekularnego. Najwyższa wartość temperatury wzbudzeniowej spośród obliczonych na podstawie stosunku linii [O I] znajduje się w pobliżu źródła DR21.

Aby sprawdzić wpływ głębokości optycznej na obliczenia, przygotowano modele RADEX dla gęstości kolumnowej  $N = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ , dla której zarówno linia [O I] na  $63 \mu\text{m}$  jak i [O I] na  $145 \mu\text{m}$  jest optycznie cienka (Rys. 50). Podobnie jak w przypadku modeli przedstawionych na Rys. 49 szerokość linii ustalono na  $40 \text{ km s}^{-1}$ , a modele liczone są dla gęstości  $\text{H}_2$  w zakresie  $10^3$  do  $10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Stałe zderzeniowe dla linii [O I] zaczerpnięto z pracy Lique et al. (2018) dla obu partnerów zderzeń: molekularnego i atomowego wodoru. Rysunek 50 przedstawia modelowe temperatury wzbudzeniowe gazu atomowego obliczone na podstawie stosunku linii [O I] na  $63 \mu\text{m}$  i [O I] na  $145 \mu\text{m}$  dla dwóch partnerów zderzeń (H i  $\text{H}_2$ ). Dla niskich gęstości materii ( $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) modele zgadzają się z obserwacjami w przypadku zderzeń z  $\text{H}_2$  po uwzględnieniu współczynnika korekcji. Obserwacje nie pokrywają się z tymi modelami w przypadku zderzeń z atomowym wodorem. Z przedstawionych modeli wynika, że wyznaczony współczynnik korekcji nie w pełni niweluje wpływ ośrodka na obserwacje linii [O I] na  $63 \mu\text{m}$ .



Rysunek 50: Modelowe wartości temperatury kinetycznej gazu odwzorowane na wykresie stosunku strumieni linii [O I] na  $63 \mu\text{m}$  i [O I] na  $145 \mu\text{m}$  w funkcji gęstości molekularnego wodoru. Modele obliczone są dla dwóch partnerów zderzeń: H (linie ciągłe) i  $\text{H}_2$  (linie przerywane) oraz dla trzech temperatur kinetycznych gazu: 300 K (granatowa linia), 500 K (żółta linia) i 1000 K (czerwona linia). Jasnoniebieski prostokąt obrazuje wartości stosunku linii dla wybranych pozycji.

Na podstawie stosunku linii zjonizowanego tlenu można obliczyć gęstość elektronową gazu. Stosunek linii [O III] na  $52\ \mu\text{m}$  i [O III] na  $88\ \mu\text{m}$  jest szczególnie często wykorzystywanym znacznikiem (np. Carral et al. 1994). Do obliczenia gęstości elektronowej gazu użyto pakietu *PyNeb* (Luridiana et al. 2013). Program ten oblicza gęstości elektronowe gazu dla dwóch zależnych linii zjonizowanego gazu poprzez rozwiązywanie równań równowagi statystycznej n-poziomowego atomu i uzyskanie obsadzeń poziomów. Gęstości krytyczne przy zderzeniach elektronowych dla linii [O III] na  $52\ \mu\text{m}$  i [O III] na  $88\ \mu\text{m}$  wynoszą odpowiednio  $4000\ \text{cm}^{-3}$  i  $510\ \text{cm}^{-3}$  (Beck et al. 2022).



Rysunek 51: Modelowe wartości temperatury elektronowej gazu (przerywane linie: żółta 7000 K, czerwona: 7500 K, niebieska: 9000 K i granatowa: 10000 K) odwzorowane na wykresie stosunku strumieni linii [O III] na  $52\ \mu\text{m}$  i [O III] na  $88\ \mu\text{m}$  w funkcji gęstości elektronowej gazu. Jasnoniebieskie linie obrazują wartości stosunku linii dla wybranych pozycji.

Rysunek 51 przedstawia obliczone gęstości elektronowe dla poszczególnych temperatur elektronowych w zakresie 7000 – 10000 K. Założenia te są zgodne z najnowszymi obliczeniami temperatury elektronowej dla centrum obiektu DR21 wynoszącej  $8000 \pm 400\ \text{K}$  (S. Khan et al., w recenzji) oraz starszymi źródłami literaturowymi podającymi  $T_e$  dla DR21 jako 7500 K (Roelfsema et al. 1989). Gęstość elektronowa dla obserwowanych stosunków linii [O III] na  $52\ \mu\text{m}$  i [O III] na  $88\ \mu\text{m}$  waha się w granicach  $\sim 300$  a  $\sim 900\ \text{cm}^{-3}$  w zależności od wybranej pozycji. Największą gęstość elektronową obliczono w najbliższej okolicy protogwiazdy DR21 (pozycja F), gdzie emisja linii [O III] na  $52\ \mu\text{m}$  jest najsilniejsza.

## 5.4 Dyskusja wyników

### 5.4.1 Wzbudzanie gazu

Rotacyjnie wzbudzane molekuly CO są obserwowane od dziesięcioleci zarówno przez naziemne teleskopy oraz obserwatoria kosmiczne. Dzięki Kosmicznemu Obserwatorium Herschela obserwowane są przejścia rotacyjne aż do  $J = 49-48$  na  $53.897 \mu\text{m}$  (Herczeg et al. 2012). Warunki wzbudzenia tego ciepłego i gorącego gazu można opisać za pomocą tzw. diagramu rotacyjnego (Rys. 52). Na jego podstawie wyznacza się temperaturę rotacyjną  $T_{\text{rot}}$  zdefiniowaną jako (Neufeld 2012):

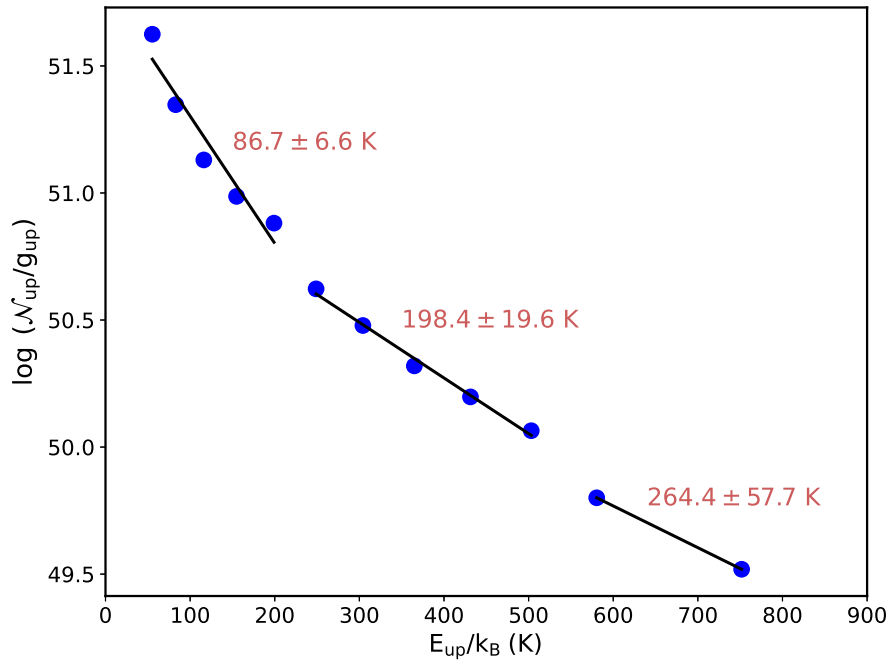
$$T_{\text{rot}} = - \left( k_B \frac{d \log \left( \frac{N_{\text{up}}}{g_{\text{up}}} \right)}{dE_{\text{up}}} \right)^{-1} \quad (28)$$

gdzie  $k_B$  to stała Boltzmanna,  $N_{\text{up}}$  - liczba emitujących molekuł z górnego (*up*) poziomu obsadzeń,  $g_{\text{up}}$  - waga statystyczna górnego poziomu obsadzeń, a  $E_{\text{up}}$  - energia górnego poziomu obsadzeń. Obszar emitujący nie jest dobrze rozdzielony w wiązce instrumentu, dlatego do obliczenia temperatury rotacyjnej użyto całkowitej liczby emitujących molekuł.

Rysunek 52 przedstawia diagram rotacyjny molekuly CO w obserwowanym obszarze w otoczeniu protogwiazdy DR21. Diagram podzielony jest na trzy części: obserwacji niskich przejść rotacyjnych z instrumentu SPIRE (zob. Sekcja 2.4) obejmujących przejścia od  $J = 4-3$  do  $J = 8-7$ , obserwacji średnich przejść rotacyjnych z instrumentu SPIRE ( $J = 9-8$  do  $J = 13-12$ ) oraz dwóch przejść rotacyjnych CO  $J = 14-13$  i CO  $J = 16-15$  obserwowanych teleskopem SOFIA. Temperatury rotacyjne wyznaczone dla poszczególnych komponentów to odpowiednio  $86.7 \pm 6.6 \text{ K}$ ,  $198.4 \pm 19.6 \text{ K}$  oraz  $264.4 \pm 57.7 \text{ K}$ . Wyniki te zgadzają się z poprzednimi obliczeniami temperatury rotacyjnej w najbliższej okolicy protogwiazdy DR21 (White et al. 2010). W pracy tej wyróżniono dwa komponenty temperatury rotacyjnej CO równe  $78 \text{ K}$  i  $185 \text{ K}$ . Autorzy zdecydowali się na inny podział punktów pomiarowych wykorzystanych do dopasowania prostej – w podgrupach trzy i dziewięciopunktowych, co skutkuje bardziej stromym dopasowaniem krzywej temperatury rotacyjnej, a tym samym innymi wynikami. Diagram rotacyjny z pracy White et al. 2010 nie zawiera danych dla wysokich przejść CO. Temperatura rotacyjna obliczona dla źródła DR21 jest niższa niż średnia temperatura rotacyjna obliczona dla próbki 10 masywnych protogwiazd ( $T_{\text{rot,CO}} \sim 300 \pm 60 \text{ K}$ , Karska et al. 2014b) czy próbki 6 średnio masywnych protogwiazd ( $T_{\text{rot,CO}} \sim 320 \text{ K}$ , Matuszak et al. 2015). Temperatury rotacyjne w podanych pracach zostały obliczone na podstawie wysokich przejść CO: od  $J=14-13$  do  $J=30-29$  (Karska et al. 2014b) oraz od  $J=14-13$  do  $J=24-23$  (Matuszak et al. 2015). Badano więc cieplejszy gaz. Dla niższych przejść CO należy spodziewać się niższej temperatury rotacyjnej (np. Goicoechea et al. 2012, Yang et al. 2018).

### 5.4.2 Atomowe i molekularne linie chłodzenia gazu

Obserwacje z instrumentu FIFI-LS wykorzystano do obliczenia udziału poszczególnych atomów i molekuł w procesie chłodzenia gazu w regionie gwiazdotwórczym DR21. Całkowita moc promieniowania linii odpowiedzialnych za chłodzenie gazu w dalekiej podczerwieni ( $L_{\text{FIR}}$ ) została przystosowana do



Rysunek 52: Diagram rotacyjny wzbudzenia molekuly CO w rejonie źródła DR21. Do obliczeń przyjęto cały obserwowany region DR21 na podstawie danych z instrumentu FIFI-LS (przejścia  $J=16-15$  i  $J=14-13$ ) oraz odpowiadające im obserwacje instrumentem SPIRE. Oś Y to logarytm dziesiętny liczby emitujących molekuly górnego poziomu obsadzeni  $N_{up}$  podzielonej przez stopień degeneracji  $g_{up}$ . Dane zostały podzielone na trzy komponenty: „zimnego gazu”  $E_{up}/k_B < 200$  K, „chłodnego gazu” pomiędzy  $E_{up}/k_B \sim 200$  K a  $E_{up}/k_B \sim 500$  K oraz „ciepłego gazu”  $E_{up}/k_B > 500$  K.

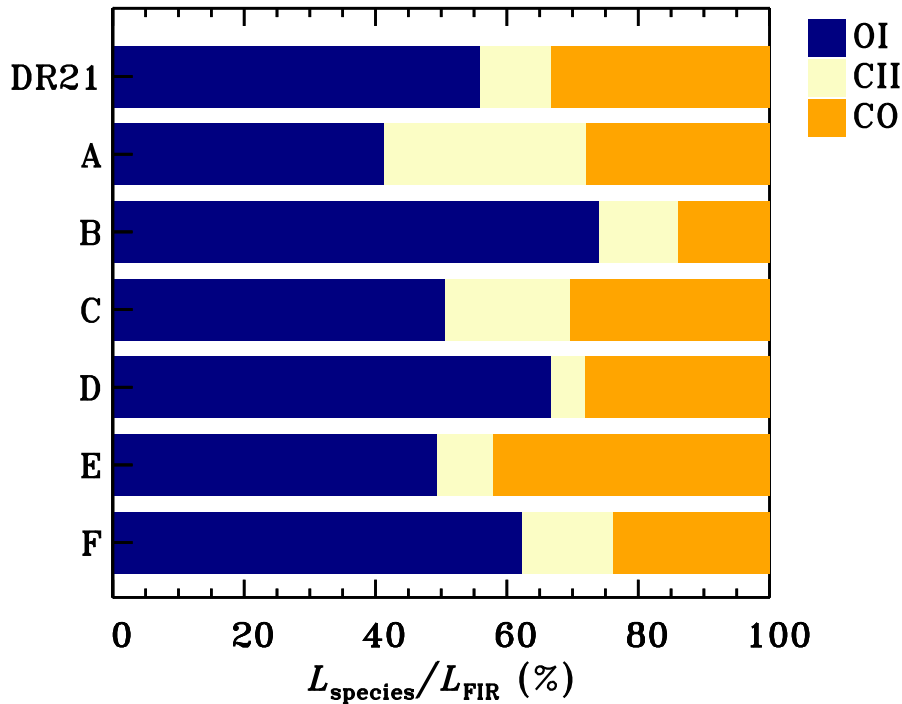
tej pracy z publikacji Nisini et al. (2002b). Za autorami całkowita moc promieniowania linii chłodzenia gazu w dalekiej podczerwieni  $L_{FIR}$  została określona jako suma mocy promieniowania neutralnego tlenu  $L_{[OI]}$  i mocy promieniowania molekuly  $L_{mol}$  :

$$L_{FIR} = L_{[OI]} + L_{mol} \quad (29)$$

a  $L_{[OI]}$  z kolei jako suma mocy promieniowania linii na  $63 \mu m$  i  $145 \mu m$ .

Całkowita moc promieniowania emitowana w liniach molekularnych  $L_{mol}$  to suma całkowitych mocy promieniowania molekuly CO,  $H_2O$  i OH. Całkowita moc promieniowania molekuly CO została ekstrapolowana z obserwacji linii CO  $J=16-15$  i CO  $J=14-13$ . Oznacza ona całkowitą moc promieniowania linii CO w dalekiej podczerwieni "ciepłego komponentu", czyli w przedziale przejść rotacyjnych od  $J=14-13$  do  $J=24-23$  (np. Karska et al. 2018). W definicji tej nie uwzględnia się molekularnego wodoru, chociaż należy spodziewać się znacznego wpływu tej molekuly ze względu na jego obfite występowanie w wypływach molekularnych (Nisini 2002a). Szacuje się, że wkład  $H_2$  do chłodzenia w rejonie DR21 wynosi ok. 75% (Karska et al. w przygotowaniu). W niniejszej pracy pominięto linie

H<sub>2</sub>O i OH, gdyż jak wskazuje na to literatura tematu (Karska et al. 2014b), stanowią one mniej niż 1% wkładu do procesów chłodzenia w dalekiej podczerwieni. Kolejną modyfikacją jest dodanie linii [C II] do atomowego komponentu procesów chłodzenia celem sprawdzenia wpływu zjonizowanego węgla na wyżej opisane procesy fizyczne. [C II] jest jedną z ważniejszych linii chłodzenia gazu w międzygwiazdowym ośrodku dyfuzyjnym, stąd podejrzenie, że może pełnić podobną rolę w otoczeniu masywnej protogwiazdy. Procentowy wkład poszczególnych atomów i molekuły CO w procesy chłodzenia gazu w dalekiej podczerwieni w rejonie źródła DR21 przedstawiony jest na Rys. 53.



Rysunek 53: Procentowy wkład poszczególnych atomów (neutralnego tlenu - kolor granatowy; zjonizowanego węgla - kolor żółty) oraz molekuły CO (kolor pomarańczowy) w procesy chłodzenia gazu w dalekiej podczerwieni. Poszczególne panele odpowiadają pozycji źródła DR21 oraz pozycjom oznaczonym literami A-F (zob. Sekcja 5.2.1).

Neutralny tlen jest dominującym kanałem chłodzenia gazu w dalekiej podczerwieni we wszystkich wyznaczonych pozycjach. W pozycji źródła i wszystkich pozostałych pozycjach (poza pozycją A) wkład [O I] do procesów chłodzenia w dalekiej podczerwieni wynosi więcej niż 50% lub niemalże 50% (49,5%). Największy wkład ma w pozycji B, gdzie znajduje się relatywnie mniej CO oraz w pozycji D (przy znikomym wkładzie zjonizowanego węgla). Nawet w pozycji A, która charakteryzuje się najmniejszym wkładem od neutralnego tlenu (41%) do całkowitej mocy promieniowania w dalekiej podczerwieni, udział [O I] jest dominującym czynnikiem chłodzenia gazu. Zarówno w otoczeniu małomasywnych jak

i masywnych protogwiazd wkład linii [O I] do chłodzenia gazu zwiększa się wraz z poziomem ewolucji źródła (Karska et al. 2014b). Źródło DR21 klasyfikowane jest jako region H II, co potwierdza wysoki wkład od linii [O I]. Wnioskiem płynącym z niniejszej analizy jest fakt, że neutralny tlen jest również dominującym kanałem chłodzenia otoczenia masywnej protogwiazdy DR21.

W próbie 10 masywnych protogwiazd (Karska et al. 2014b) dominującym kanałem chłodzenia gazu w dalekiej podczerwieni dla większości obiektów jest molekula CO. Jej wkład do całkowitej mocy promieniowania w dalekiej podczerwieni sięga 85% z medianą dla wszystkich źródeł równą 74%. Tylko dwa źródła w badanej próbie wykazywały znaczny wpływ [O I]. Były to też jedyne obiekty, dla których zmierzono wpływ od [C II] i wynosił on  $\sim 10\text{-}20\%$   $L_{\text{FIR}}$  (Karska et al. 2014b). W źródle DR21 i jego otoczeniu zaobserwowano podobną zależność, gdzie wkład od linii atomowych zdecydowanie dominuje nad liniami molekularnymi.

### 5.4.3 Promieniowanie UV w regionie DR21

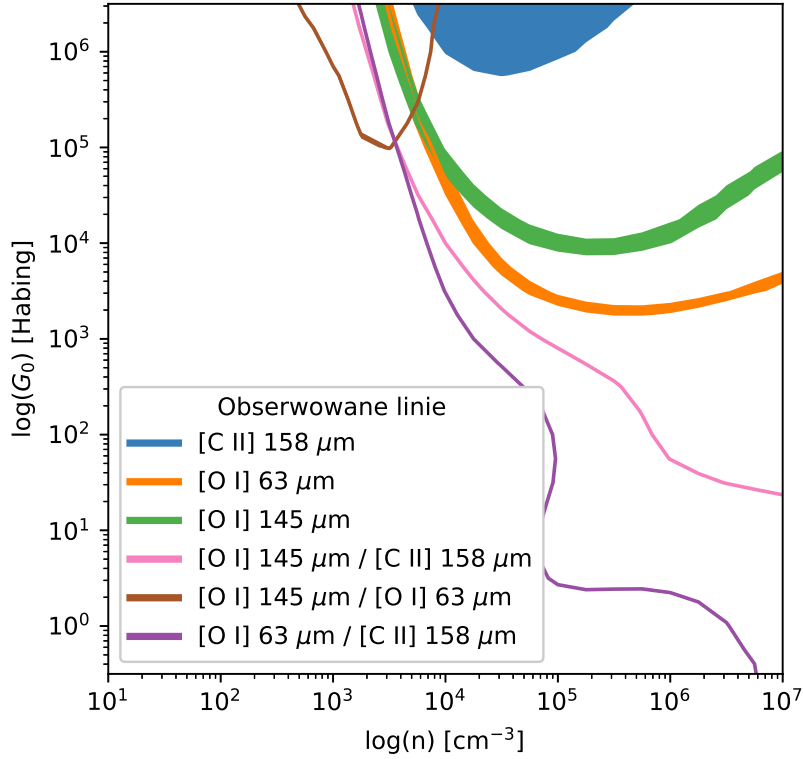
W celu określenia natężenia promieniowania ultrafioletowego oraz gęstości gazu w badanym obiekcie opracowano modele PDR, używając PDR Toolbox 2.1.1. (Pound & Wolfire 2008, Pound & Wolfire 2011). PDR Toolbox<sup>18</sup> wykorzystuje modele PDR opisane w pracach Tielens & Hollenbach (1985), Wolfire et al. (1990), Hollenbach et al. (1991), Kaufman et al. (1999) and Kaufman et al. (2006). Model rozwiązuje symultanicznie równania transferu promieniowania, równania chemiczne i równowagi termicznej w warstwie obszaru fotodysocjacyjnego. Zakładając początkowe właściwości atomów w fazie gazowej i drobin pyłu, model PDR może być opisany przez stałą gęstość jąder wodoru  $n$  oraz strumień promieniowania w dalekim ultrafiolecie FUV ( $6 \text{ eV} < h\nu < 13.6 \text{ eV}$ ) w jednostkach  $G_0$ . Modele te były używane w do obrazowania struktury obłoku molekularnego wraz z głębokością optyczną (zob. Rys. 6).

Początkowo model był dostępny jedynie jako skrypt CGI (ang. *Common Gateway Interface*) umożliwiający wygenerowanie wykresu natężenia promieniowania UV w jednostkach  $G_0$  w funkcji gęstości jąder wodoru, podając obserwowane strumienie emisji pierwiastków w zakresie podczerwieni (Rys. 80, Dodatek D). Do testowania modelu PDR użyto strumieni linii typowo występujących w PDRach: [O I] na  $63 \mu\text{m}$ , [C II] na  $158 \mu\text{m}$  i [O I] na  $145 \mu\text{m}$ . Siłę pól fotonowych wokół źródła DR21 określono na ok.  $10^6$  silniejsze niż przeciętnie w ośrodku międzygwiazdowym, a gęstość materii oszacowana na podstawie modelowania wynosi  $n = 10^3\text{-}10^4 \text{ cm}^{-3}$  (Mirocha et al. 2019).

W uaktualnionej wersji opartej na otwartym kodzie w języku Python funkcje PDR Tool rozszerzono o moduł mapowania. Jako parametry wejściowe wybrano model Wolfire/Kaufman (2006) oraz metaliczność Słońca. Model uwzględnia 12 pierwiastków i molekuł, które są najczęściej używane w diagnostyce PDR: linie neutralnego tlenu i węgla oraz zjonizowanego węgla, żelaza i krzemu. Siatki modeli przygotowane są również dla obserwacji CO z teleskopu SOFIA, ale tylko do przejścia  $J = 14\text{-}13$ , dlatego stosunek linii CO  $J=16\text{-}15$  do CO  $J=14\text{-}13$  nie został użyty przy modelowaniu pól fotonowych w regionie DR21 (Rys. 54).

---

<sup>18</sup><https://dustem.astro.umd.edu/>



Rysunek 54: Model PDR w pozycji protogwiazdy DR21. Wykres przedstawia modele linii [O I] na  $63 \mu\text{m}$ , [C II] na  $158 \mu\text{m}$ , [O I] na  $145 \mu\text{m}$  oraz ich stosunków w funkcji natężenia promieniowania UV w jednostkach  $G_0$  oraz gęstości jąder wodoru  $n$ . Do obliczeń wykorzystano strumienie [O I] na  $63 \mu\text{m}$  skorygowanych na absorbcję (zob. Sekcja 5.2.2).

Model PDR Wolfire/Kaufman (2006) opiera się na pracy Tielens & Hollenbach (1985), lecz wprowadza wiele uaktualnień (np. nowe stałe zderzeniowe). Model zakłada geometrię płasko-równoległą z polem promieniowania UV, promieniowania kosmicznego oraz miękkiego promieniowania rentgenowskiego (Pound & Wolfire 2023). Kod szuka temperatury gazu w stanie równowagi termicznej oraz obfitości pierwiastków i molekuł w równowadze chemicznej. Oblicza obsadzenia poziomów dla nierównowagowego przypadku (non-LTE) przy użyciu metody prawdopodobieństwa ucieczki (zob. Sekcja 3.1).

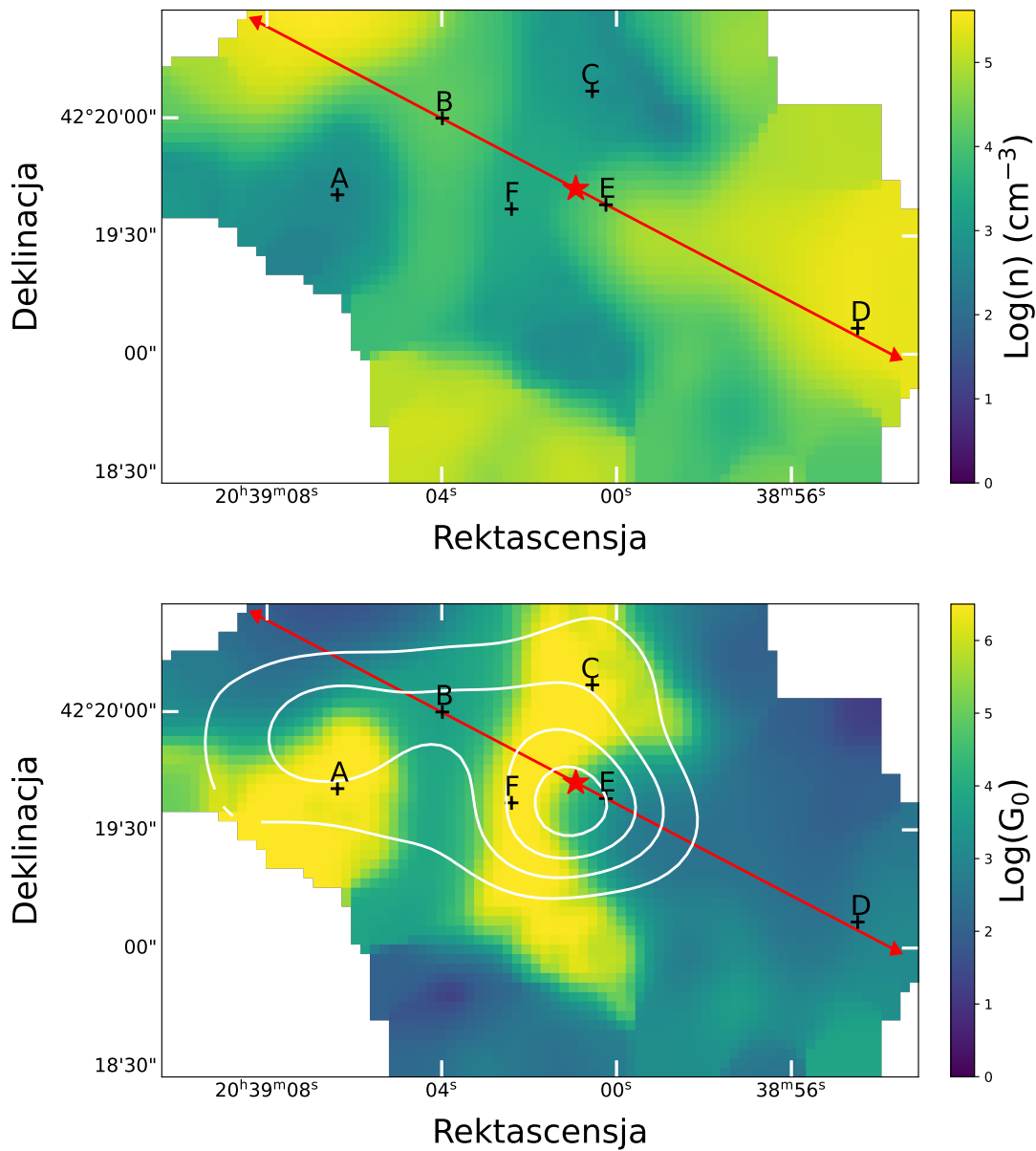
Rysunek 55 przedstawia rozkład gęstości wodoru i natężenia promieniowania ultrafioletowego w regionie DR21. Obie mapy wykazują cechy antykorelacji. Promieniowanie UV rozprasza materię, tworząc wnęki o mniejszej gęstości. Wyraźnie zaznaczone są trzy obszary o podwyższonym poziomie promieniowania: we wnęce wypływu molekularnego w okolicy pozycji A oraz na wschód od źródła w okolicy pozycji C i F. Pokrywają się one zasadniczo z emisją linii [C II] na  $158 \mu\text{m}$ , która jest uważana za znak regionów PDR zwłaszcza tych o silniejszych polach fotonowych (Wolfire et al. 2022). Regiony te cechują się również mniejszą gęstością materii. Nie obserwujemy wnęki wypływu molekularnego po zachodniej stronie źródła DR21, co jest związane z większą gęstością materii w tym rejonie. Po-

twierdząc to także mapy emisji molekularnej CS  $J=2-1$  i HCN  $J=1-0$  F=2-1 z pracy Dobashi et al. (2019).

Niesymetryczność rozkładu materii prowadzi do nierównomiernej dystrybucji promieniowania ultrafioletowego wokół źródła DR21. Największy wpływ promieniowania UV widoczny jest w centralnej części regionu, w pobliżu źródła DR21. Ze względu na niejednorodne rozmieszczenie materii silniejsze pola fotonowe obserwowane są we wschodniej części okolic protogwiazdy. Centrum regionu gwiazdotwórczego DR21 (Rys. 37) składa się z co najmniej 5 gwiazd OB (Roelfsema et al. 1989) oraz dwóch kometarnych regionów H II ułożonych do siebie niemal prostopadle (Cyganowski et al. 2003). Istnienie ośrodka oświetlonego promieniami UV potwierdzają także obserwacje PAH na  $8\mu\text{m}$  (Marston et al. 2004). Promieniowanie ultrafioletowe w centrum regionu gwiazdotwórczego DR21 zostało oszacowane (Ossenkopf et al. 2010) na  $10^5$  współczynnika Draine’a, który jest tego samego rzędu wielkości co opisywany wcześniej współczynnik Habinga ( $G_0$ ). W pomiarach tych uwzględniono najbliższe otoczenie protogwiazdy w zasięgu 0,06 pc oraz obserwacje CO i  $\text{HCO}^+$  z instrumentu HIFI Kosmicznego Obserwatorium Herschela. Model PDR zasadniczo pokrywa się z tymi obserwacjami (Rys. 54) w najbliższym otoczeniu DR21. Model przygotowany przez Ossenkopf et al. (2010) obejmuje także szerszy zasięg obserwacji otoczenia DR21, gdzie promieniowanie ultrafioletowe zostało oszacowane na  $3,2 \times 10^2 \chi$ , co odpowiada  $5,4 \times 10^2 G_0$ . Podobne wartości pól fotonowych widoczne są po zachodniej stronie od protogwiazdy DR21. Wcześniejsze obserwacje zawierały dane punktowe z otoczenia źródła, nie scharakteryzowano więc kierunków obszarów o wyższej i niższej wartości  $G_0$ .

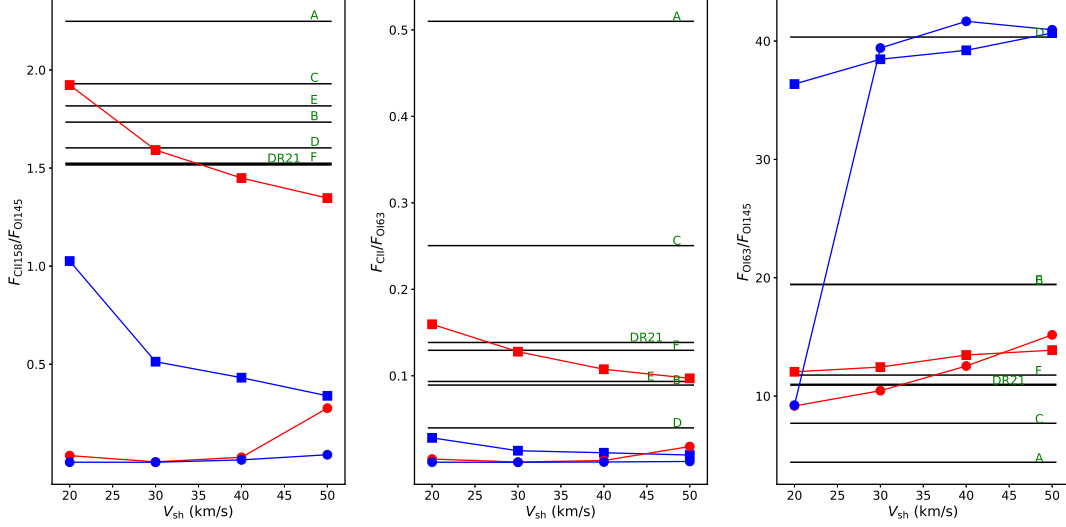
Przedstawione wyniki świadczą o tym, że w najbliższym otoczeniu protogwiazdy DR21 promieniowanie ultrafioletowe jest dość silne ( $G_0 \sim 10^5\text{-}10^6$ ) z wyraźnym podziałem na część wschodnią i zachodnią. Trzeba jednak wziąć pod uwagę ograniczenia modelu PDR. Siatka obliczeniowa ograniczona jest do pól fotonowych rzędu  $10^6 G_0$ . Jeżeli linie modeli nie przecinają się na siatce (jak przykładowo ma to miejsce w pozycji A, Rys. 55, Dodatek D) skrypt automatycznie podaje najwyższy z możliwych wyników, czyli  $10^6 G_0$ . Rozwiązaniem tego problemu byłoby uwzględnienie w modelowaniu dodatkowych linii diagnostycznych.

Promieniowanie ultrafioletowe jest produkowane także na frontach fal uderzeniowych generowanych w wypływach molekularnych od protogwiazd. W miejscu, gdzie wypływ molekularny zderza się z otaczającą, gęstą materią mogą tworzyć się łukowe fale uderzeniowe, które są odpowiedzialne za nową generację fotonów UV (van Kempen et al. 2009b). W pobliżu pozycji D wykryto wzbudzony zderzeniowo silny maser metanolu (Plambeck & Menten 1990). Skretas et al. (2023) nazywają ten region “regionem interakcji” (ang. *interaction region*) pomiędzy wypływem oraz gęstą materią otoczenia, gdzie zaobserwowano lokalne maksima emisji HCN,  $\text{H}_2\text{CO}$  i SiO. Silna emisja wysokich przejść CO oraz niektórych przejść  $\text{H}_2\text{O}$  w okolicy pozycji D (Rys. 42 - Rys. 44) jest charakterystyczna dla niedysocjacyjnych fal uderzeniowych typu C (Kaufman & Neufeld 1996). Jednakże modele fal uderzeniowych typu C nie zgadzają się z obserwacjami, podobnie jak typowe fale uderzeniowe typu J (Smith et al. 1998). Autorzy sugerują mieszaną fal uderzeniowych typu C oraz łukowej fali uderzeniowej. Starsze modele fal uderzeniowych nie uwzględniały promieniowania UV. Modele fal uderzeniowych oświetlonych przez wysokoenergetyczne fotony zmieniają parametry temperatury i obfitości znaczników (np.



Rysunek 55: Mapy rozkładu gęstości materii (górny panel) i promieniowania UV (dolny panel) w rejonie DR21. Kontury w dolnym panelu odpowiadają emisji linii  $[\text{C II}]$  na  $158 \mu\text{m}$  na poziomie  $5\sigma$ ,  $7\sigma$ ,  $9\sigma$  i  $11\sigma$ . Czerwona gwiazda oznacza pozycję protogwiazdy DR21, a czerwone strzałki – kierunki wypływu molekularnego widoczne w obserwacjach  $\text{H}_2 \text{ v}=1-0 \text{ S}(1)$  (Jakob et al. 2007). Czarnymi krzyżami oznaczono wybrane pozycje (zob. Sekcja 5.2.1).

Melnick & Kaufman 2015). Nowa generacja modeli dużo lepiej sprawdza się w badaniu małowymasywnych protogwiazd, tłumacząc wcześniejsze rozbieżności modeli z obserwacjami (np. Kristensen et al. 2017; Karska et al. 2018).



Rysunek 56: Modelowe stosunki linii [C II]/[O I] na  $145 \mu\text{m}$  (lewy panel), [C II]/[O I] na  $63 \mu\text{m}$  (środkowy panel) oraz [O I] na  $63 \mu\text{m}$ /[O I] na  $145 \mu\text{m}$  (prawy panel) po przejściu fali uderzeniowej w funkcji prędkości fali uderzeniowej  $V_{sk}$  (Lehmann et al. 2022). Kolor znacznika odpowiada gęstości materii przed frontem fali uderzeniowej:  $n_H = 10^2 \text{ cm}^{-3}$  (czerwony) i  $n_H = 10^4 \text{ cm}^{-3}$  (niebieski). Koła oznaczają modele nieuwzględniające promieniowania UV, a pełne kwadraty modele o tych samych parametrach, ale z uwzględnieniem zewnętrznego promieniowania UV o  $G_0 = 10^3$ . Czarne poziome linie obrazują obserwowane stosunki linii dla obiektu DR21 i wybranych pozycji.

Obserwacje trzech kluczowych linii wykonane za pomocą instrumentu FIFI-LS zostały porównane do jednego z najnowszych modeli fal uderzeniowych (Lehmann et al. 2022). Jest to ulepszona wersja modelu Lehmann et al. (2020) wykorzystana do porównania stosunku CN/HCN w małowymasywnych protogwiazdach (Rys. 36). Wyjątkowość ww. modeli polega na tym, że uwzględniono w nich szeroką gamę warunków fizycznych. Uaktualniona siatka modeli zawiera szerszy zakres prędkości fali uderzeniowej oraz gęstości ośrodka, a także dodatkowe warunki tj. pole magnetyczne czy zewnętrzne promieniowanie UV. Pewnym ograniczeniem tej pracy jest fakt, że siatki modelu uwzględniające zewnętrzne promieniowanie UV obliczone są jedynie dla pól fotonowych rzędu  $10^3 G_0$ . Rysunek 56 przedstawia porównanie modeli Lehmann et al. (2022) z obserwacjami w regionie gwiazdotwórczym DR21. Wykorzystano tutaj modele zawierające zewnętrzne promieniowanie UV o sile  $10^3 G_0$  oraz modele niezawierające zewnętrznego promieniowania. Generalnie modele o niższej gęstości materii lepiej zgadzają się z obserwowanymi stosunkami linii. Wyjątkiem jest pozycja D, dla której jesteśmy w stanie odtworzyć obserwację przy użyciu modeli uwzględniającą większą gęstość materii ( $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ). W

tym przypadku nie ma większej różnicy między modelami uwzględniającymi zewnętrzne pole fotonowe jak i bez tego parametru. Można przyjąć, że w tej pozycji mamy do czynienia z gazem typowo wzbudzonym przez fale uderzeniową.

Obserwacyjny stosunek linii [C II] na  $158\ \mu\text{m}$  i [O I] na  $63\ \mu\text{m}$  dobrze odwzorowuje jedynie model z uwzględnieniem zewnętrznego pola fotonowego. Obserwacje zgadzają się z modelem w przypadku pozycji źródła oraz pozycji E i F, czyli znajdujących się w pobliżu protogwiazdy. Podobnie stosunek linii [C II] na  $158\ \mu\text{m}$  i [O I] na  $145\ \mu\text{m}$  odtwarza jedynie model zawierający zewnętrzne promieniowanie UV w zakresie niskich gęstości materii i niskich prędkości fali uderzeniowej (do  $35\ \text{km s}^{-1}$ ). Zewnętrzne promieniowanie UV jest również konieczne do otworzenia obserwacji w modelu Melnick & Kaufman (2015), gdzie uwzględniono pola fotonowe rzędu  $0,1 - 10\ G_0$  (Karska et al. w przygotowaniu). Oba modele (Lehmann et al. 2022 oraz Melnick & Kaufman 2015) nie oddają w pełni warunków fizycznych w regionie gwiazdotwórczym DR21, głównie z powodu uwzględnienia jedynie słabych i średnich zewnętrznych pól fotonowych (do  $10^3\ G_0$ ). Aby lepiej zbadać przyczyny wzbudzenia atomów i molekuł w badanym rejonie należałoby poszerzyć siatki modeli do ok.  $10^5$ - $10^6\ G_0$ .

#### 5.4.4 Właściwości komponentów regionu gwiazdotwórczego DR21

Region gwiazdotwórczy DR21 składa się z kilku komponentów związanych z emisją w dalekiej podczerwieni obserwowanej przez instrumenty FIFI-LS i SPIRE:

- bipolarny wypływ molekularny widoczny w linii [O I] na  $63\ \mu\text{m}$  oraz liniach emisyjnych molekuly CO;
- wnętrza wypływu molekularnego na wschód od źródła DR21 związana z emisją linii [C II] na  $158\ \mu\text{m}$  i [O I] na  $145\ \mu\text{m}$ ;
- region w okolicy pozycji D, gdzie gaz przyspieszony w wypływie molekularnym zderza się z otaczającą materią, powodując lokalne zwiększenie emisji w liniach CO;
- centralny region H II, w którym obserwowana jest emisja w liniach [C II] na  $158\ \mu\text{m}$ , [O I] na  $145\ \mu\text{m}$ , [O III] oraz o-H<sub>2</sub>O  $3_{12}-2_{21}$ , o-H<sub>2</sub>O  $3_{12}-3_{03}$  i p-H<sub>2</sub>O  $2_{02}-1_{11}$ .

Wszystkie te regiony składają się na różnorodne otoczenie regionu gwiazdotwórczego DR21 o różnym stopniu promieniowania UV, różnej gęstości i temperaturze.

Silna i rozciągła emisja gorącego molekularnego wodoru wzdłuż wypływu molekularnego jest oznaką występowania fal uderzeniowych w regionie gwiazdotwórczym DR21 (np. Garden et al. 1986; Smith et al. 1998). Podobny rozkład emisji wykazują niskie przejścia CO o wysokiej prędkości (Garden et al. 1991), a także linia HCO<sup>+</sup> (Skretas et al. 2023). Obserwacje te dobrze zgadzają się z kierunkiem wypływu molekularnego obserwowanego w linii [O I] na  $63\ \mu\text{m}$  (Rys. 39) oraz wysokich przejściach molekuly CO (Rys. 40 i 41).

Zjonizowany gaz jest widoczny we wnętrzu wypływu molekularnego w kierunku pozycji A (Rys. 48 i 47). Emisja w linii [N II] na  $205\ \mu\text{m}$  jest skoncentrowana we wnętrzu wypływu molekularnego po

wschodniej stronie od źródła DR21 (White et al. 2010). Obserwacje neutralnego wodoru (Russell et al. 1992) odpowiadają wnętrzu wypływu molekularnego widocznej w emisji molekularnego wodoru (Davis et al. 2007). Obecność neutralnego wodoru we wnętrzu wypływu molekularnego tłumaczona jest rekombinacją zjonizowanej materii w okolicy protogwiazdy DR21 (Russell et al. 1992).

Wnętrze wypływu molekularnego widoczna jest tylko po wschodniej stronie od źródła DR21. W danych wykorzystanych w tej pracy najbardziej widoczna jest w emisji [C II] (Rys. 46). Po przeciwnej stronie obserwujemy zwiększenie gęstości materii (Rys. 55), a także lokalne maksimum znaczników gęstego gazu  $\text{NH}_2^+$ , SiO, HCN, HNC,  $\text{H}_2\text{CO}$  (Skretas et al. 2023),  $\text{HC}_2\text{N}$  i  $\text{HCO}^+$  (Dobashi et al. 2019). W tym rejonie odkryto również wzbudzony zderzeniowo silny maser metanolu (Plambeck & Menten 1990). Jest to obszar, gdzie materia wypływu molekularnego zderza się w gęstym ośrodku, generując fale uderzeniowe. Tzw. "region interakcji" jest widoczny w okolicy pozycji D na Rys. 40 i 41.

Centralny region powiązany jest z emisją regionu H II. W literaturze zaproponowano inny rodzaj wypływu molekularnego w masywnych protogwiazdach, które rozpadają się w skutek ruchów macierzystych obłoków. W ten sposób powstaje tzw. wybuchowy wypływ (ang. *explosive outflow*), którego przykładem miałyby być właśnie obiekt DR21 (Zapata et al. 2013). DR21 jest jednym z nielicznych kandydatów na masywną protogwiazdę posiadającą wypływy o charakterze wybuchowym. Do tej grupy zalicza się również: Orion-KL (Zapata et al. 2009), G5.89 (Zapata et al. 2019) i IRAS 16076-5134 (Guzmán Ccolque et al. 2022). Wybuchowe wypływy składają się z wielu wąskich i izotropowo rozmieszczonych struktur, które łączą się w punkcie uważanym za początek wybuchowego wypływu i zwiększają prędkość gazu wraz z odległością od punktu początkowego (Zapata et al. 2017). W przytoczonych pracach wykazano przesunięcia ku czerwieni i fioletowi poszczególnych struktur, co ma potwierdzać izotropowy i wybuchowy charakter wypływów. Wśród badaczy nie ma zgody co do natury wybuchowych wypływów oraz ich powiązania z wyżej wymienionymi źródłami.

W przypadku źródła DR21 obserwacje nie są tak wysokiej rozdzielczości przestrzennej i izotropowy rozkład wypływów nie jest aż tak widoczny. Obserwacje CO  $J=2-1$  uwiaryściły struktury przesunięte ku czerwieni i fioletowi w płaszczyźnie prostopadłej do głównego kierunku wypływu (Zapata et al. 2013). Struktury w tym kierunku zauważono także na mapach emisji molekularnej wskaźników gęstego gazu tj. CS (Plambeck & Menten 1990; Dobashi et al. 2019), HCN (Dobashi et al. 2019) czy  $\text{NH}_2^+$  (Skretas et al. 2023). Pewne znamiona struktury rozciągniętej prostopadłej do głównego wypływu pokazują mapy emisji molekuli CO (Rys. 40 i 41). Centralna emisja jest lekko wydłużona w kierunku północno-południowym. Podobny charakter ma emisja p- $\text{H}_2\text{O}$   $2_{02}-1_{11}$  (Rys. 44). Struktura w kierunku S-N jest powiązana raczej z pasmem gęstego gazu niż z wybuchowym charakterem wypływów molekularnych. Biorąc pod uwagę niewielką izotropowość emisji molekularnej wokół źródła DR21, hipoteza o wybuchowym pochodzeniu wypływu molekularnego w tym regionie jest mało prawdopodobna (Skretas et al. 2023).

## 5.5 Wnioski

W tym rozdziale przedstawiono analizę linii atomowych i molekularnych zaobserwowanych instrumentami *FIFI-LS* i *SPIRE* w regionie gwiazdotwórczym DR21. Obserwacje w dalekiej podczerwieni pozwoliły na charakterystykę poszczególnych części składowych regionu, określenie parametrów fizycznych gazu i oszacowanie relatywnego natężenia promieniowania ultrafioletowego. Główne wnioski z tej części pracy są następujące:

- Rozkład przestrzenny emisji linii [O I] na 63 m oraz szerokiego zakresu przejść CO jest wyraźnie skorelowany z kierunkiem wypływu molekularnego obserwowanego w emisji molekularnego wodoru (Garden et al. 1986, 1991; Davis et al. 2007). Rozkłady emisji w liniach [C II] na 158  $\mu\text{m}$  i [O I] na 145  $\mu\text{m}$  są przestrzennie skorelowane ze ścianami wschodniej wnęki wypływu molekularnego oświetlonymi promieniowaniem UV. Z kolei linie [O III] odpowiadają zjonizowanemu gazowi we wschodniej wnęcie wypływu molekularnego. Podobnych struktur nie wykryto w zachodniej części wypływu molekularnego, który charakteryzuje się dużo większą gęstością materii.
- Temperatura rotacyjna składa się z trzech komponentów o temperaturach  $86.7 \pm 6.6$  K,  $198.4 \pm 19.6$  K oraz  $264.4 \pm 57.7$  K. Obliczenia te są zgodne z literaturą tematu w ramach niepewności pomiarowych.
- Gęstość elektronowa dla obserwowanych stosunków linii [O III] na 52  $\mu\text{m}$  i [O III] na 88  $\mu\text{m}$  waha się w granicach  $\sim 300$  a  $\sim 900$   $\text{cm}^{-3}$ , co jest zgodne ze wcześniejszymi oszacowaniami (Roelfsema et al. 1989).
- Neutralny tlen jest dominującym kanałem chłodzenia gazu w dalekiej podczerwieni we wszystkich wyznaczonych pozycjach. W źródle DR21 i jego otoczeniu zaobserwowano stosunkowo niski wkład linii molekularnych w procesy chłodzenia gazu. Wniosek ten został także opisany w pracy Karska et al. (2014b).
- Największe wartości promieniowania ultrafioletowego w regionie gwiazdotwórczym DR21 zaobserwowano w trzech obszarach: we wnęcie wschodniego wypływu molekularnego oraz na wschód od protogwiazdy. Pokrywają się one zasadniczo z emisją linii [C II] na 158  $\mu\text{m}$ , która jest uważana za znacznik regionów PDR zwłaszcza tych o silniejszych polach fotonowych (Wolfire et al. 2022). Promieniowanie ultrafioletowe w tych obszarach wynosi  $\sim 10^5 - 10^6$   $G_0$ , co zgadza się z wynikami Ossenkopf et al (2018).
- Modele fal uderzeniowych Lehmann et al. (2022) są zgodne z większością obserwacji jedynie przy uwzględnieniu zewnętrznego pola fotonowego. Wyjątkiem jest obszar zachodniego wypływu molekularnego, gdzie mamy do czynienia z gazem typowo wzbudzonym przez fale uderzeniową.
- Emisja molekularna wokół źródła DR21 wskazuje na wyraźny bipolarny charakter wypływu i nie dostarcza argumentów za wybuchowym pochodzeniem wypływu molekularnego w tym regionie (Zapata et al. 2013).

Dane obserwacyjne z instrumentów FIFI-LS i SPIRE pozwalają na charakterystykę poszczególnych komponentów regionu gwiazdotwórczego DR21. Jednak bardziej dokładna analiza struktury regionu oraz wpływu promieniowania ultrafioletowego na masywne protogwiazdy wymagałby obserwacji o większej rozdzielczości przestrzennej.

## 6 Podsumowanie

Niniejsza praca ma na celu pogłębienie tematu występowania i właściwości promieniowania ultrafioletowego w regionach gwiazdotwórczych poprzez porównanie emisji UV i jej znaczenia w powstawaniu małowasywnych i masywnych protogwiazd na przykładzie obiektów w centralnej części obłoku molekularnego w Ogonie Węża oraz otoczenia masywnej protogwiazdy DR21 w Łabędzie. Za pomocą map emisji molekularnej i atomowej w wybranych liniach spektralnych zbadano rozkład przestrzenny obszarów poddanych wpływowi promieniowania ultrafioletowego. W pierwszej części pracy sprawdzono możliwości wykorzystania stosunku CN/HCN jako znacznika promieniowania ultrafioletowego. Analizując obszary o zwiększonej emisji obu molekuł, wyznaczono regiony, w których wysokoenergetyczne fotony UV fotodysocjują molekułę HCN. Emisja CN pochodzi najprawdopodobniej z wypływów molekularnych położonych bliżej protogwiazd, gdzie molekuła HCN jest fotodysocjowana, zwiększając obfitość molekuly CN. W drugiej części pracy posłużono się standardowymi znacznikami obszarów fotodysocjacyjnych: liniami [C II] na  $158\ \mu\text{m}$ , [O I] na  $63\ \mu\text{m}$  i [O I] na  $145\ \mu\text{m}$ . Obserwacje te umożliwiły wykonanie mapy relatywnego natężenia promieniowania ultrafioletowego w regionie gwiazdotwórczym DR21 (Rys. 55) na podstawie modelu PDR. Uwzględniając ograniczenia prezentowanego modelu, można stwierdzić największy wpływ promieniowania ultrafioletowego w okolicy źródła DR21 pokrywającej się przestrzennie z emisją linii [C II] na  $158\ \mu\text{m}$ , która jest uważana za znacznik regionów PDR zwłaszcza tych o silniejszych polach fotonowych (Wolfire et al. 2022). Warto zauważyć, że rozkład promieniowania ultrafioletowego jest niesymetryczny wzdłuż wypływu molekularnego. Właściwość ta jest obserwowana również w innych liniach spektralnych i wynika ze znacznej różnicy gęstości materii pomiędzy wschodnim i zachodnim płatem wypływu.

Wykorzystanie stosunku CN/HCN to przeniesienie metodologii sprawdzonej w obszarach formowania się masywnych gwiazd (np. Stäuber et al. 2007) na region tworzący małowasywne protogwiazdy. Wartości promieniowania ultrafioletowego dla małowasywnych protogwiazd udało się policzyć za pomocą modeli RADEX i astrochemicznego kodu Nahoon. Analiza astrochemiczna wykazała, że promieniowanie UV może skutecznie dysocjować molekułę HCN i jest głównym kanałem jej rozpadu w reżimie silnych pól fotonowych (Tab. 18). Wyniki te pokazują, że stosunek CN/HCN jest wrażliwy na promieniowanie UV i może być zastosowany do badania małowasywnych obiektów.

W regionie masywnej protogwiazdy DR21 głównym kanałem chłodzenia gazu jest atomowy tlen zarówno w wypływach molekularnych jak i okolicy regionu H II. W okolicach regionu H II, gdzie promieniowanie UV jest bardzo intensywne, atomowy tlen odgrywa kluczową rolę w chłodzeniu gazu. Na uwagę zasługuje fakt stosunkowo dużego wkładu [C II] do budżetu chłodzenia gazu w regionie DR21. Promieniowanie UV jonizuje węgiel, a emisja [C II] staje się jednym z głównych mechanizmów odprowadzania energii z gazu. Jest to szczególnie ważne w regionach o umiarkowanej gęstości i temperaturze, gdzie inne mechanizmy chłodzenia mogą być mniej efektywne. Takim rejonem jest wnęka wypływu molekularnego widoczna po wschodniej stronie od źródła DR21.

W przypadku małowasywnych protogwiazd w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża promieniowanie ultrafioletowe jest  $10^3$  razy silniejsze niż przeciętne promieniowanie UV w

ośrodka międzygwiazdowym zarówno w pozycjach protogwiazd jak i wypływów molekularnych. Dla otoczek poszczególnych źródeł (SMM1, SMM3 i SMM4) promieniowanie UV określono na  $10^3 - 10^4$  ISRF. W przypadku masywnego regionu gwiazdotwórczego DR21 promieniowanie ultrafioletowe w pobliżu protogwiazdy wynosi  $\sim 10^5 - 10^6$  ISRF, a wzdłuż wypływu molekularnego jest  $10^3 - 10^4$  razy silniejsze niż przeciętne promieniowanie UV w ośrodku międzygwiazdowym z zaznaczeniem, że wschodni wypływ jest bardziej oświetlony przez fotony UV. O ile wartości promieniowania ultrafioletowego dla masywnej protogwiazdy są zgodne ze wcześniejszymi szacunkami (np. Ossenkopf et al. 2010), to w przypadku małowasywnych protogwiazd występują duże rozbieżności w literaturze przedmiotu. Wyniki przedstawione w tej pracy wspierają badania wskazujące, że w najbliższym otoczeniu małowasywnych protogwiazd można spotkać silne pola fotonowe sięgające kilkuset  $G_0$  (np. Benz et al. 2006).

Zarówno wyniki obserwacji małowasywnych protogwiazd jak i otoczenia masywnego źródła DR21 porównano z modelami fal uderzeniowych opisanych w pracach Lehmann et al. (2020) i Lehmann et al. (2022). Są to podobne modele z zaznaczeniem, że nowszy z nich ma poszerzoną siatkę parametrów, a także dodatkowe parametry tj. pole magnetyczne czy zewnętrzne promieniowanie UV. W obu przypadkach obserwacje zgadzają się z modelami dla stosunkowo niewielkiej prędkości fali uderzeniowej. Model Lehmann et al. (2022) pozwala porównać wyniki z uwzględnieniem zewnętrznego pola fotonowego oraz bez uwzględnienia tego parametru. Większość obserwowanych stosunków linii lepiej pokrywa się z modelami przy uwzględnieniu dodatkowego promieniowania UV.

W niniejszej pracy po raz pierwszy wykorzystano stosunek molekuł CN/HCN do wyznaczania natężenia promieniowania ultrafioletowego w otoczeniu małowasywnych protogwiazd. Uzyskane w ten sposób wyniki pokazują, że promieniowanie ultrafioletowe jest istotnym czynnikiem kształtującym skład chemiczny wokół małowasywnych protogwiazd. Do tej pory tylko w nielicznych pracach próbowano oszacować wartości natężenia promieniowania UV w przypadku małowasywnych obiektów (np. Benz et al. 2016). Dokładna analiza sieci reakcji powstawania i rozpadu CN i HCN pozwoliła na lepsze zrozumienie warunków kształtujących stosunek obu molekuł. Badania nad obiektem DR21 dostarczyły kolejnych dowodów obserwacyjnych dotyczących morfologii poszczególnych składowych regionu. Po raz pierwszy pokazano wielkoskalowy rozkład przestrzenny obszarów oświetlonych promieniowaniem UV w regionie gwiazdotwórczym DR21 (Rys. 55).

Promieniowanie ultrafioletowe kształtuje procesy gwiazdotwórcze zarówno w przypadku małowasywnych jak i masywnych protogwiazd. Fizyczne i chemiczne właściwości tych obiektów stanowią warunki początkowe dalszej ewolucji gwiazd, a ich dokładne zrozumienie pozwoli odpowiedzieć na pytania dotyczące powstawania systemów planetarnych w naszej Galaktyce. Obserwacje w podczerwieni dostarczają wiele cennych informacji na temat składu chemicznego młodych obiektów gwiazdowych i ich otoczenia, a także procesów fizycznych zachodzących na najwcześniejszych etapach formowania się gwiazd. Misja obserwacyjna Kosmicznego Teleskopu Jamesa Webba już w pierwszych latach swojej działalności przynosi wiele cennych informacji pozwalających na pogłębienie tematu procesów gwiazdotwórczych. Przykładowo dostarcza bezprecedesowe dane na temat akrecji i wyrzutów w systemach protogwiazdowych w skali 20 jednostek astronomicznych (Tychoniec et al. 2024).

## Spis rysunków

|    |                                                                                                                            |    |
|----|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 1  | Obłok molekularny z aktywnymi procesami gwiazdotwórczymi . . . . .                                                         | 11 |
| 2  | Klasyfikacja małowasywnych protogwiazd . . . . .                                                                           | 13 |
| 3  | Klasyfikacja masywnych protogwiazd . . . . .                                                                               | 15 |
| 4  | Komponenty układu protogwiazdowego . . . . .                                                                               | 18 |
| 5  | Przejścia elektronowe, wibracyjne i rotacyjne . . . . .                                                                    | 19 |
| 6  | Schemat obszarów fotodysocjacyjnych . . . . .                                                                              | 23 |
| 7  | Schemat zmian parametrów fizycznych na frontach fal uderzeniowych . . . . .                                                | 24 |
| 8  | Różne typy fal uderzeniowych wokół protogwiazd . . . . .                                                                   | 26 |
| 9  | Emisja $\text{H}_2\text{O}$ i $\text{CO}$ w małowasywnych i masywnych protogwiazdach . . . . .                             | 28 |
| 10 | Przezroczystość atmosfery dla pasm teleskopu IRAM . . . . .                                                                | 32 |
| 11 | Rozdzielczość instrumentu FIFI-LS . . . . .                                                                                | 35 |
| 12 | Aktywność wpływów molekularnych głównego obszaru gwiazdotwórczego w konstelacji Węża . . . . .                             | 45 |
| 13 | Rozkłady Energii Widmowej małowasywnych protogwiazd w konstelacji Węża . . . . .                                           | 46 |
| 14 | Profile linii molekularnych w pozycjach małowasywnych protogwiazd w konstelacji Węża . . . . .                             | 52 |
| 15 | Profile linii molekularnych w pozycjach wpływów molekularnych . . . . .                                                    | 53 |
| 16 | Profile linii molekularnych w otoczeniu protogwiazdy SMM4 . . . . .                                                        | 63 |
| 17 | Mapa emisji $\text{HCN } J=1-0$ . . . . .                                                                                  | 64 |
| 18 | Mapa emisji $\text{CO } J=6-5$ . . . . .                                                                                   | 65 |
| 19 | Mapa emisji $\text{CS } J=3-2$ . . . . .                                                                                   | 65 |
| 20 | Mapa emisji $\text{CN } J=1-0$ . . . . .                                                                                   | 66 |
| 21 | Mapa emisji $\text{H}^{13}\text{CN } J=1-0$ . . . . .                                                                      | 67 |
| 22 | Mapa emisji $\text{C}^{34}\text{S } 3-2$ . . . . .                                                                         | 67 |
| 23 | Profile obserwowanych linii z zaznaczoną emisją ze skrzydeł . . . . .                                                      | 68 |
| 24 | Emisja w skrzydłach profili linii w otoczeniu SMM1 . . . . .                                                               | 69 |
| 25 | Emisja w skrzydłach profili linii w otoczeniu SMM4 . . . . .                                                               | 70 |
| 26 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^5$ i $T_{\text{kin}} = 50$ K . . . . .                                                  | 75 |
| 27 | Ewolucja modelowych obfitości molekuly $\text{CN}$ , $\text{HCN}$ i $\text{CS}$ . . . . .                                  | 77 |
| 28 | Stosunek obfitości $\text{CN}/\text{HCN}$ w przypadku braku promieniowania UV . . . . .                                    | 78 |
| 29 | Stosunek gęstości kolumnowej $\text{CN}/\text{HCN}$ dla temperatury 50 K . . . . .                                         | 79 |
| 30 | Stosunek gęstości kolumnowej $\text{CN}/\text{HCN}$ dla temperatury 300 K . . . . .                                        | 80 |
| 31 | Reakcje dominujące procesami powstawania oraz rozpadu molekuł $\text{CN}$ i $\text{HCN}$ w temperaturze 50 K . . . . .     | 86 |
| 32 | Reakcje dominujące procesami powstawania oraz rozpadu molekuł $\text{CN}$ i $\text{HCN}$ w temperaturze 300 K . . . . .    | 87 |
| 33 | Mapa emisji molekuł $\text{CN}$ i $\text{HCN}$ . . . . .                                                                   | 89 |
| 34 | Korelacje stosunku jasności linii $\text{CN}$ i $\text{HCN}$ z jasnością i temperaturą bolometryczną protogwiazd . . . . . | 90 |

|    |                                                                                                                      |     |
|----|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 35 | Sieć reakcji chemicznych oddziałujących na obfitości molekuł CN i HCN . . . . .                                      | 92  |
| 36 | Porównanie obserwacji z modelami fal uderzeniowych . . . . .                                                         | 95  |
| 37 | Region gwiazdotwórczy wokół protogwiazdy DR21 . . . . .                                                              | 100 |
| 38 | Profile linii w regionie gwiazdotwórczym DR21 . . . . .                                                              | 103 |
| 39 | Mapa emisji linii [O I] na $63\ \mu\text{m}$ w regionie DR21 . . . . .                                               | 105 |
| 40 | Mapa emisji linii CO $J=14-13$ w regionie DR21 . . . . .                                                             | 105 |
| 41 | Mapa emisji linii CO $J=16-15$ w regionie DR21 . . . . .                                                             | 106 |
| 42 | Mapy emisji niższych ( $J<10-9$ ) przejść rotacyjnych molekuły CO otrzymane za pomocą<br>instrumnetu SIPRE . . . . . | 107 |
| 43 | Mapy emisji wyższych ( $J>9-8$ ) przejść rotacyjnych molekuły CO otrzymane za pomocą<br>instrumnetu SIPRE . . . . .  | 108 |
| 44 | Mapy emisji molekuły $\text{H}_2\text{O}$ otrzymane za pomocą instrumnetu SIPRE . . . . .                            | 109 |
| 45 | Mapa emisji linii [O I] na $145\ \mu\text{m}$ w regionie DR21 . . . . .                                              | 110 |
| 47 | Mapa emisji linii [O III] na $88\ \mu\text{m}$ w regionie DR21 . . . . .                                             | 111 |
| 46 | Mapa emisji linii [C II] na $158\ \mu\text{m}$ w regionie DR21 . . . . .                                             | 111 |
| 48 | Mapy emisji linii [O III] na $52\ \mu\text{m}$ w regionie DR21 . . . . .                                             | 112 |
| 49 | Modelowa temperatura kinetyczna molekuły CO w rejonie DR21 . . . . .                                                 | 116 |
| 50 | Modelowa temperatura kinetyczna gazu atomowego w rejonie DR21 . . . . .                                              | 117 |
| 51 | Gęstość elektronowa w zależności od temperatury elektronowej w rejonie DR21 . . . . .                                | 118 |
| 52 | Diagram rotacyjny wzbudzenia molekuły CO w źródle DR21 . . . . .                                                     | 120 |
| 53 | Procesy chłodzenia gazu w rejonie DR21 . . . . .                                                                     | 121 |
| 54 | Model PDR w pozycji protogwiazdy DR21 . . . . .                                                                      | 123 |
| 55 | Mapy rozkładu promieniowania UV i gęstości materii w rejonie DR21 . . . . .                                          | 125 |
| 56 | Modele fal uderzeniowych porównane z obserwacjami emisji w dalekiej podczerwieni . . . . .                           | 126 |
| 57 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^4$ i $T_{\text{kin}} = 50\ \text{K}$ . . . . .                                    | 148 |
| 58 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^4$ i $T_{\text{kin}} = 100\ \text{K}$ . . . . .                                   | 149 |
| 59 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^4$ i $T_{\text{kin}} = 200\ \text{K}$ . . . . .                                   | 149 |
| 60 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^4$ i $T_{\text{kin}} = 300\ \text{K}$ . . . . .                                   | 150 |
| 61 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^4$ i $T_{\text{kin}} = 400\ \text{K}$ . . . . .                                   | 150 |
| 62 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^4$ i $T_{\text{kin}} = 500\ \text{K}$ . . . . .                                   | 151 |
| 63 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^5$ i $T_{\text{kin}} = 100\ \text{K}$ . . . . .                                   | 151 |
| 64 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^5$ i $T_{\text{kin}} = 200\ \text{K}$ . . . . .                                   | 152 |
| 65 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^5$ i $T_{\text{kin}} = 300\ \text{K}$ . . . . .                                   | 152 |
| 66 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^5$ i $T_{\text{kin}} = 400\ \text{K}$ . . . . .                                   | 153 |
| 67 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^5$ i $T_{\text{kin}} = 500\ \text{K}$ . . . . .                                   | 153 |
| 68 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^6$ i $T_{\text{kin}} = 50\ \text{K}$ . . . . .                                    | 154 |
| 69 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^6$ i $T_{\text{kin}} = 100\ \text{K}$ . . . . .                                   | 154 |
| 70 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^6$ i $T_{\text{kin}} = 200\ \text{K}$ . . . . .                                   | 155 |
| 71 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^6$ i $T_{\text{kin}} = 300\ \text{K}$ . . . . .                                   | 155 |
| 72 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^6$ i $T_{\text{kin}} = 400\ \text{K}$ . . . . .                                   | 156 |

|    |                                                                                                       |     |
|----|-------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 73 | Model RADEX dla $n_{\text{H}} = 10^6$ i $T_{\text{kin}} = 500$ K . . . . .                            | 156 |
| 74 | Korelacje stosunku linii molekularnych CN/HCN vs. CS/CO . . . . .                                     | 158 |
| 75 | Korelacje stosunku linii molekularnych CN/HCN vs. HCN/CO . . . . .                                    | 159 |
| 76 | Korelacje stosunku linii molekularnych HCN/CO vs. CS/CO . . . . .                                     | 160 |
| 77 | Mapa emisji linii CO $J=14-13$ oraz [C II] w regionie DR21 . . . . .                                  | 161 |
| 78 | Mapa emisji linii [O I] na $145 \mu\text{m}$ oraz [C II] w regionie DR21 . . . . .                    | 162 |
| 79 | Mapa emisji linii [O I] na $145 \mu\text{m}$ oraz [O I] na $63 \mu\text{m}$ w regionie DR21 . . . . . | 162 |
| 80 | Model PDR wygenerowany za pomocą skryptu CGI . . . . .                                                | 163 |
| 81 | Modele PDR w wybranych pozycjach w regionie gwiazdotwórczym DR21 . . . . .                            | 164 |

## Spis tabel

|    |                                                                                                                                                            |     |
|----|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 1  | Rodzaje reakcji chemicznych prowadzących do powstania i rozpadu molekuł . . . . .                                                                          | 20  |
| 2  | Linie obserwowane teleskopem IRAM . . . . .                                                                                                                | 33  |
| 3  | Linie obserwowane teleskopem APEX . . . . .                                                                                                                | 34  |
| 4  | Linie obserwowane instrumentem FIFI-LS . . . . .                                                                                                           | 36  |
| 5  | Linie obserwowane spektrografem SPIRE . . . . .                                                                                                            | 37  |
| 6  | Natężenia strumienia promieniowania w Jy . . . . .                                                                                                         | 47  |
| 7  | Porównanie wartości $T_{\text{bol}}$ i $L_{\text{bol}}$ z danymi dostępnymi w literaturze . . . . .                                                        | 48  |
| 8  | Własności protogwiazd w głównym regionie gwiazdotwórczym w konstelacji Węża . . .                                                                          | 49  |
| 9  | Zakresy prędkości (w $\text{km s}^{-1}$ ) wykorzystane do obliczenia emisji ze skrzydeł profili linii                                                      | 55  |
| 10 | Głębokości optyczne linii HCN $J=1-0$ i CS $J=3-2$ obliczone z wykorzystaniem obserwacji<br>w rzadszych izotopologach . . . . .                            | 57  |
| 11 | Głębokości optyczne molekuły CN obliczone na podstawie stosunków komponentów<br>struktury nadsubtelnej . . . . .                                           | 58  |
| 12 | Głębokości optyczne molekuły HCN i $\text{H}^{13}\text{CN}$ obliczone na podstawie stosunków kom-<br>ponentów struktury nadsubtelnej . . . . .             | 59  |
| 13 | Stosunki linii molekularnych dla całego profilu oraz w skrzydłach profilu . . . . .                                                                        | 61  |
| 14 | Strumienie oraz gęstości kolumnowe górnego poziomu obserwowanych przejść w pozy-<br>cjach protogwiazd . . . . .                                            | 71  |
| 15 | Gęstości kolumnowe oraz gęstości kolumnowe skorygowane na głębokość optyczną liczone<br>dla pełnego profilu linii oraz emisji w skrzydłach linii . . . . . | 73  |
| 16 | Porównanie gęstości kolumnowych molekuły HCN . . . . .                                                                                                     | 74  |
| 17 | Stosunki gęstości kolumnowych molekuł CN i HCN w zależności od modelu RADEX<br>dla pozycji protogwiazd i pozycji wpływów. . . . .                          | 76  |
| 18 | Dominujące reakcje w sieci chemicznej molekuł CN i HCN w temperaturze 50 K . . . .                                                                         | 81  |
| 19 | Dominujące reakcje w sieci chemicznej molekuł CN i HCN w temperaturze 300 K . . . .                                                                        | 82  |
| 20 | Wagi dominujących reakcji w chemii CN i HCN . . . . .                                                                                                      | 83  |
| 21 | Linie w dalekiej podczerwieni obserwowane teleskopem SOFIA (niniejsza praca) oraz<br>ISO (Jakob et al. 2007) w pozycji protogwiazdy DR21 . . . . .         | 101 |
| 22 | Stosunki intensywności wybranych linii w regionie gwiazdotwórczym DR21 . . . . .                                                                           | 104 |
| 23 | Linie chłodzenia w dalekiej podczerwieni w $L_{\odot}$ . . . . .                                                                                           | 113 |
| 24 | Parametry wzbudzenia gazu . . . . .                                                                                                                        | 115 |
| 25 | Stosunki gęstości kolumnowych molekuł CN i HCN w zależności od modelu RADEX<br>dla pozycji protogwiazd i pozycji wpływów cd. . . . .                       | 157 |

## Literatura

- [1] André P., Men'shchikov A., Bontemps S., et al. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 518, A102
- [2] André Ph., Ward-Thompson D., Barsony M. 1993, *Astrophysical Journal* 406, 122
- [3] André Ph., Ward-Thomson D., Barsony M. 1999, "From pre-stellar cores to protostars: the initial conditions of star formation" w "Protostars and planets IV", red. Mannings V., Boss A.P., Russell S. S.
- [4] Arce H. G., Sargent A. I. 2006, *Astrophysical Journal*, 646, 1070
- [5] Bachiller R., Gomez-Gonzalez J. 1992, *Astronomy & Astrophysics Review*, 3, 257
- [6] Bachiller R., Pérez Gutiérrez M., Kumar M. S. N. et al. 2001, *Astronomy & Astrophysics*, 372, 899
- [7] Beck A., Lebouteiller V., Madden S. C. et al. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 665, A85
- [8] Benz A. O., Bruderer S., van Dishoeck E. F. et al. 2011, *EAS Publications Series*, 52, 239
- [9] Benz A. O., Bruderer S., van Dishoeck E. F. et al. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 590, A105
- [10] Benz A. O., Güdel M. 2010, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 48, 241
- [11] Bergin E. A., Tafala M. 2007 *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 45
- [12] Beuther H., Churchwell E. B., McKee C. F. et al. 2007, "Protostars and Planets", red. V, B. Reipurth, D. Jewitt i K. Keil, University of Arizona Press, Tucson, 951, 165
- [13] Bjerkeli P., van der Wiel M. H. D., Harsono D. et al. 2016, *Nature*, 540, 406
- [14] Bok B. J. 1948, "Centennial Symposia, December 1946. Harvard Observatory Monographs", Nr 7 "Contributions on Interstellar Matter, Electronic and Computational Devices, Eclipsing Binaries, The Gaseous Envelope of the Earth", Cambridge, Harvard Observatory, 53
- [15] Boogert A. C. A., Gerakines P. A., Whittet D. C. B. 2015, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 53, 541
- [16] Bruderer S., Benz A. O., Doty S. D. et al. 2009a, *Astrophysical Journal*, 700, 1, 872
- [17] Bruderer S., Doty S. D., Benz A. O. 2009b, *Astrophysical Journal Supplement*, 183, 179
- [18] Buckle J.V., Hills R.E., Smith H. et al. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 399, 1026
- [19] Carter M., Lazareff B., Maier D. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 538, 13
- [20] Casali M. M., Eiroa C., Duncan W. D. 1993, *Astronomy & Astrophysics*, 275, 195

- [21] Caselli P., Ceccarelli C. 2012, *Astronomy & Astrophysics Review*, 20, 56
- [22] Cesaroni R., Galli D., Lodato G. et al. 2007, "Protostars and Planets V", red. B. Reipurth, D. Jewitt, K. Keil, University of Arizona Press, Tucson, 951, 197
- [23] Chapillon E., Guilloteau S., Dutrey A. et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 537, A60
- [24] Chen H., Myers P. C., Ladd E. F. et al. 1995, *Astrophysical Journal*, 445, 377
- [25] Churchwell E. 2002, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 40, 27
- [26] Cravens T. E., Dalgarno A. 1978, *Astrophysical Journal*, 219, 750
- [27] Cyganowski C. J., Reid M. J., Fish V. L. et al. 2003, *Astrophysical Journal*, 596, 344
- [28] Davis C. J., Kumar M. S. N., Sandell G. et al. 2007, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 374, 29
- [29] Davis C. J., Matthews H. E., Ray T. P. et al. 1999, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 309, 141
- [30] Di Francesco J., Johnstone D., Kirk H. et al., 2008, *Astrophysical Journal Supplement*, 175, 277
- [31] Dionatos O., Nisini B., Codella C. et al. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 523, A29
- [32] Dobashi K., Shimoikura T., Katakura S. et al. 2019, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 71, S12
- [33] Draine B. T. 1978, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 36, 595-619
- [34] Draine B. T. 1980, *Astrophysical Journal*, 241, 1021
- [35] Draine B. T. 2003, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 41, 241
- [36] Drozdovskaya M. N., Walsh C., van Dishoeck E. F. et al. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462, 977
- [37] Drozdovskaya M. N., Walsh C., Visser R. 2015, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 451, 3836
- [38] Dunham M. M., Allen L. E., Evans Neal J. I. et al. 2015, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 220, 11
- [39] Endres C. P., Schlemmer S., Schilke P. et al. 2016, *Journal of Molecular Spectroscopy*, 327, 95
- [40] Enoch M. L., Glenn J., Evans Neal J. I. et al. 2007, *Astrophysical Journal*, 666, 982
- [41] Evans N. J., Dunham M. M., Jørgensen J. K. et al. 2009, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 181, 321

- [42] Evans N. J., Shirley Y. L., Mueller K. E. et al. 2002, "Hot Star Workshop III: The Earliest Stages of Massive Star Birth. ASP Conference Proceedings", Vol. 267, red. P. A. Crowther, San Francisco, Astronomical Society of the Pacific, 17
- [43] Fiorellino E., Elia D., André P. et al. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 500, 4257
- [44] Fischer Ch., Beckmann S., Bryant A. et al. 2018, *Journal of Astronomical Instrumentation*, 7, 1840003
- [45] Fixsen D. J., Mather J. C. 2002, *Astrophysical Journal*, 581, 817
- [46] Fran, A., Ray T. P., Cabrit S. et al. 2014, 'Protostars and Planets VI', red. H. Beuther, R. Klessen, C. Dullemond i Th. Henning, University of Arizona Press, 451
- [47] Fuente A., Martin-Pintado J., Gaume R. 1995, *Astrophysical Journal*, 442, L33
- [48] Garden R., Geballe T. R., Gatley I. et al. 1986, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 220, 203
- [49] Garden R., Hayashi M., Gatley I. et al. 1991, *Astrophysical Journal*, 374, 540
- [50] Goicoechea J. R., Cernicharo J., Karska, A. et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 548, A77
- [51] Goldsmith P. F. 2019, *The Astrophysical Journal*, 887, 54
- [52] Goldsmith, P. F., Langer, W. D. 1999, *Astrophysical Journal*, 517, 209
- [53] Goldsmith P. F., Langer W. D., Pineda J. L. et al. 2012, *Astrophysical Journal Supplement*, 203, 13, 11
- [54] Goldsmith P. F., Snell R. L., Hemeon-Heyer M. et al. 1984, *Astrophysical Journal*, 286, 599
- [55] Graves S. F., Richer J. S., Buckle J. V. et al. 2010, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 409, 1412
- [56] Greaves J. S., Church S. E. 1996, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 283, 1179
- [57] Green J. D., Evans II, N. J., Jørgensen J. K. et al. 2013, *Astrophysical Journal*, 770, 123
- [58] Green J. D., Yang Y.-L., Evans Neal J. I. et al. 2016, *Astronomical Journal*, 151, 75
- [59] Griffin M. J., Abergel A., Abreu A. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 518, 7
- [60] Guzmán Ccolque E., Fernández-López M., Zapata, L. A., et al. 2022, *Astronomical Journal*, 937, 51
- [61] Hayashi C., Hōshi R., Sugimoto D. 1962, *Progress of Theoretical Physics Supplement*, No. 22, 1
- [62] Habing H. J. 1968, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 19, 421

- [63] Hänni N., Altwegg K., Pestoni B. et al. 2020, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 498, 2239
- [64] Heays A. N., Bosman A. D., van Dishoeck E. F. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 602, A105
- [65] Herbst E., Klemperer W. 1973, *Astrophysical Journal*, 185, 505
- [66] Herczeg G. J., Karska A., Bruderer S. et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 540, A84
- [67] Herpin F., Chavarría L., van der Tak F. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 542, A76, 12
- [68] Herschel W. 1785, *Philosophical Transactions Series I* 75, 213
- [69] Hoare M. G., Kurtz S. E., Lizano S. et al. 2007, "Protostars and Planets V", red. B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil, University of Arizona Press, Tucson, 951, 181
- [70] Hollenbach D. J., Takahashi T., Tielens A. G. G. M. 1991, *Astrophysical Journal*, 377
- [71] Hurt R. L., Barsony M. 1996, *Astrophysical Journal*, 460, L45
- [72] Hull C. L. H., Girart J. M., Kristensen L. E. et al. 2016, *Astrophysical Journal*, 823, L27
- [73] Hull C. L. H., Girart J. M., Tychoniec Ł. et al. 2017, *Astrophysical Journal*, 847, 92
- [74] Hollenbach D. J., Tielens A. G. G. M. 1997, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 35, 179
- [75] Jørgensen J. K. 2004, *Astronomy & Astrophysics*, 424, 589
- [76] Jørgensen J. K., Belloche A., Garrod R. T. 2020, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 58, 727
- [77] Jørgensen J. K., Johnstone D., van Dishoeck E. F. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 449, 609
- [78] Jørgensen J. K., Schöier F. L., van Dishoeck E. F. 2002, *Astronomy & Astrophysics*, 389, 908
- [79] Kahn F. D. 1974, *Astronomy & Astrophysics*, 37, 149
- [80] Kalvāns J. 2015, *Astrophysical Journal*, 803, 52
- [81] Karska A., Herczeg G. J., van Dishoeck E. F. et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 552, A141
- [82] Karska A., Kaufman M. J., Kristensen L. E. et al. 2018, *Astrophysical Journal Supplement*, 235, 30
- [83] Karska A., Kristensen L. E., van Dishoeck E. F. et al. 2014a, *Astronomy & Astrophysics*, 572, A9
- [84] Karska A., Herpin F., Bruderer, S. et al. 2014b, *Astronomy & Astrophysics*, 562, A45
- [85] Kasemann C., Güsten R., Heyminck S. et al., 2006, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, 6275

- [86] Kaufman M. J., Neufeld D. A. 1996, *Astrophysical Journal*, 456, 611
- [87] Kaufman M. J., Wolfire M. G., Hollenbach D. J. 2006, *Astrophysical Journal*, 644, 1
- [88] Kaufman M. J., Wolfire M. G., Hollenbach D. J. et al. 1999, *Astrophysical Journal*, 527, 2
- [89] Kennicutt R. C., Evans N. J. 2012, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, vol. 50, 531
- [90] Kim K.-T., Kurtz S. E. 2006, *Astrophysical Journal*, 643, 978
- [91] Klein B., Philipp S. D., Krämer I. et al. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 454, L29
- [92] Klein R., Beckmann S., Bryant A. et al. 2014, "Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series", Vol. 9147, "Groundbased and Airborne Instrumentation for Astronomy V", red. S. K. Ramsay, I. S. McLean i H. Takami, 91472X
- [93] Kristensen L. E., van Dishoeck E. F., Benz A. O. et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 557, A23
- [94] Kristensen L. E., van Dishoeck E. F., Bergin E. A. et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 542, A8
- [95] Kristensen L. E., van Dishoeck E. F., Mottram J. C. et al. 2017, *Astronomy & Astrophysics*, 605, A93
- [96] Kristensen L. E., van Dishoeck E. F., van Kempen T. A. et al. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 516, A57
- [97] Kroupa P. 2002, *Science*, 295, 82
- [98] Krumholtz M. R. 2016, *Notes on Star Formation*, The Open Astrophysics Bookshelf
- [99] Kurtz S. 2005, "Massive star birth: A crossroads of Astrophysics", w: "IAU Symposium Proceedings of the international Astronomical Union 227", red. Cesaroni R., Felli M., Churchwell E., Walmsley, M., Cambridge University Press, 111
- [100] Kurtz S., Cesaroni R., Churchwell E. et al. 2000, "Protostars and Planets IV", red. V. Mannings, A. P. Boss, S. S. Russell, University of Arizona Press, Tucson, 299
- [101] Lada Ch. J. IAU Symposium, Vol. 115, 1
- [102] Lane A. P., Haas M. R., Hollenbach D. J. et al. 1990, *Astrophysical Journal*, 361, 13
- [103] Le N., Karska A., Figueira M. et al. 2023, *Astronomy & Astrophysics*, 674, 25
- [104] Le Petit F., Nehmé C., Le Bourlot J. 2006, *Astrophysical Journal*, 164, 506
- [105] Lee H.-H., Herbst E., Pineau des Forets G. 1996, *Astronomy & Astrophysics*, 311, 690
- [106] Lee K. I., Fernández-López M., Storm S. et al. 2014, *Astrophysical Journal*, 797, 76

- [107] Lehmann A., Godard B., Pineau des Forêts G. et al. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 643, A101
- [108] Lehmann A., Godard B., Pineau des Forêts G. et al. 2022, *Astronomy & Astrophysics*, 658, A165
- [109] Li Z. Y., Banerjee R., Pudritz R. E. et al. 2014, w 'Protostars and Planets VI, red. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond i T. Henning, University of Arizona Press, 173
- [110] Lippi M., Villanueva G. L., DiSanti M. A. et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 551, A51
- [111] Liseau R., Justtanont K., Tielens, A. G. G. M. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 446, 561
- [112] Loughnane R. M., Redman M. P., Thompson M. A. et al. 2012, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 420, 1367
- [113] Luridiana V., Morisset C., Shaw R. A. 2013, *PyNeb: Analysis of emission lines*
- [114] Lynden-Bell D., Pringle J. E. 1974, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 168, 603
- [115] Mangum J. G., Shirley Y. L. 2015, *PASP*, 127, 266
- [116] Manoj P., Green J. D., Megeath S. T. et al. 2016, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 831, 69
- [117] Manoj P., Watson D. M., Neufeld D. A. et al. 2013, *Astrophysical Journal*, 763, 83
- [118] Marston A. P., Reach W. T., Noriega-Crespo A. et al. 2004, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 154, 333
- [119] Matthews B. C., Krivov A. V., Wyatt M. C. et al. 2014, "Protostars and Planets VI", red. H. Beuther, R. S. Klessen, C. P. Dullemond i Th. Henning, University of Arizona Press, Tucson, 914, 521
- [120] Matuszak M., Karska A., Kristensen L. E. et al. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 578, 7
- [121] Maury A. J. <http://irfu.cea.fr/Pisp/anaelle.maury/Research.html> (dostęp 27.09.2021)
- [122] Melnick G. J., Kaufman M. J. 2015, *Astrophysical Journal*, 806, 227
- [123] Menten K. M. 1991, *Astrophysical Journal Letters*, 380, L75
- [124] Milam S. N., Savage C., Brewster M. A. et al. 2005, *Astrophysical Journal*, 634, 1126
- [125] Millar T. J., Farquhar P. R. A., Willacy K. 1997, *Astronomy & Astrophysics Supplement Series*, 121, 139
- [126] Moore C. E. 1985, *Selected tables of atomic spectra. Atomic energy levels and multiplet table O3*
- [127] Mirocha A., Karska A., Gładkowski M. 2018, "XXXVIII Polish Astronomical Society Meeting, Proceedings of the meeting held 11-14 September, 2017 in Zielona Góra, Poland. Proceedings of the Polish Astronomical Society", Vol. 7, red. Agata Różańska, 187

- [128] Mirocha A., Karska A., Gronowski M. et al. 2021, *Astronomy & Astrophysics*, 656, A146, 31
- [129] Mirocha A., Kaźmierczak-Barthel M., Karska A. et al. 2019, *SOFIA Workshop: Spectroscopy with SOFIA: new results & future opportunities*, 20-23 styczeń 2019
- [130] Motte F., Bontemps S., Louvet F. 2018, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 56, 41
- [131] Motte F., Bontemps S., Schilke P. et al. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 476, 1243
- [132] Mottram J. C., Kristensen L. E., van Dishoeck E. F. et al. 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 572, A21
- [133] Mouschovias T. Ch., Tassis K., Kunz M. W. 2006, *Astrophysical Journal*, 646, 1043
- [134] Mullins A. M., Loughnane R. M., Redman M. P. et al. 2016, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 459, 2882
- [135] Myers P. C., Ladd, E. F. 1993, *Astrophysical Journal*, 413, L47
- [136] Neufeld D. A. 2012, *Astrophysical Journal*, 749, 125
- [137] Nisini B., Caratti o Garatti A., Giannini T. et al. 2002a, *Astronomy & Astrophysics*, 393, 1035
- [138] Nisini B., Giannini T., Lorenzetti D. 2002b, *Astrophysical Journal*, 574, 246
- [139] Ossenkopf V., Müller H. S. P., Lis D. C. et al. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 518, L111
- [140] Ortiz-León G. N., Dzib S. A., Kounkel M. A. et al. 2017, *Astrophysical Journal*, 834, 143
- [141] Pérez-Beaupuits J. P., Aalto S., Gerebro H. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 476, 177
- [142] Persi P. 2019, *Proceedings of Science*, 331
- [143] Pickett H. M., Poynter R. L., Cohen E. A. et al. 1998, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 60, 883
- [144] Pilbratt G. L., Riedinger J. R., Passvogel T. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 518, 6
- [145] Plambeck R. L., Menten K. M. 1990, *Astrophysical Journal*, 364, 555
- [146] Poglitsch A., Herrmann F., Genzel R. et al. 1996, *Astrophysical Journal*, 462, L43
- [147] Poglitsch A., Waelkens C., Geis N. et al. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 518, L2
- [148] Pound M. W., Wolfire M. G. 2008, "Astronomical Data Analysis Software and Systems ASP Conference Series, Vol. 394, Proceedings of the conference held 23-26 September, 2007", red. R. W. Argyle, P. S. Bunclark, J. R. Lewis., Londyn, Wielka Brytania
- [149] Pound M. W., Wolfire M. G. 2011, *Astrophysics Source Code Library*, record ascl:1102.022
- [150] Pound M. W., Wolfire M. G. 2023, *Astronomical Journal*, 165, 1

- [151] Prasad S. S., Tarafdar S. P. 1983, *Astrophysical Journal*, 267, 603
- [152] Pratap P., Dickens J. E., Snell R. L. et al. 1997, *Astrophysical Journal*, 486, 862
- [153] Purcell C. R. <http://web.science.mq.edu.au/~cpurcell/public/index.php> (dostęp 27.09.2021)
- [154] Roelfsema P. R., Goss W. M., Geballe T. R. 1989, *Astronomy & Astrophysics*, 222, 247
- [155] Röllig M., Ossenkopf V., Jeyakumar S., et al. 2006, *Astronomy & Astrophysics*, 451, 917
- [156] Russell A. P. G., Bally J., Padman R. et al. 1992, *Astrophysical Journal*, 387, 219
- [157] Rybicki G., Lightman A. 1979, "Radiative processes in astrophysics", Wiley-Interscience publication (Wiley)
- [158] Rygl K. L. J., Brunthaler A., Sanna A. et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 539, A79
- [159] San José-García I. 2015, "Paving the path between low- and high-mass star formation : dynamics probed by Herschel far-infrared spectroscopy", PhD Thesis, Leiden University
- [160] San José-García I., Mottram J. C., Kristensen L. E. et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 553, A125
- [161] San José-García I., Mottram J. C., van Dishoeck E. F. et al. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 585, 30
- [162] Schöier F. L., van der Tak F. F. S., van Dishoeck E. F. et al. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 432, 369
- [163] Scoville N. Z., Hersch K. 1979, *Astrophysical Journal*, 229, 578
- [164] Semenov D., Hersant F., Wakelam V. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 522, 12
- [165] Shepherd D. 2003, "Astronomical Society of the Pacific Conference Series", Vol. 287, "Galactic Star Formation Across the Stellar Mass Spectrum", red. J. M. De Buizer, N. S. van der Bliet, 333
- [166] Shirley Y. L. 2015, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 127, 299
- [167] Skatrud D. D., De Lucia F. C., Blake G. A. et al. 1983, *Journal of Molecular Spectroscopy*, 99, 35
- [168] Skretas I. M., Karska A., Wyrowski F. et al. 2023, *Astronomy & Astrophysics*, 679, A66
- [169] Skrutskie M. F., Cutri R. M., Stiening R. et al. 2006, *Astronomical Journal*, 131, 1163
- [170] Smith M. D., Eisloffel J., Davis C. J. 1998, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 297, 687
- [171] Snow T. P., McCall B. J. 2006, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 44, 1, 367
- [172] Sobolev V.V. 1960, *Moving Envelopes of Stars*, Harvard University Press

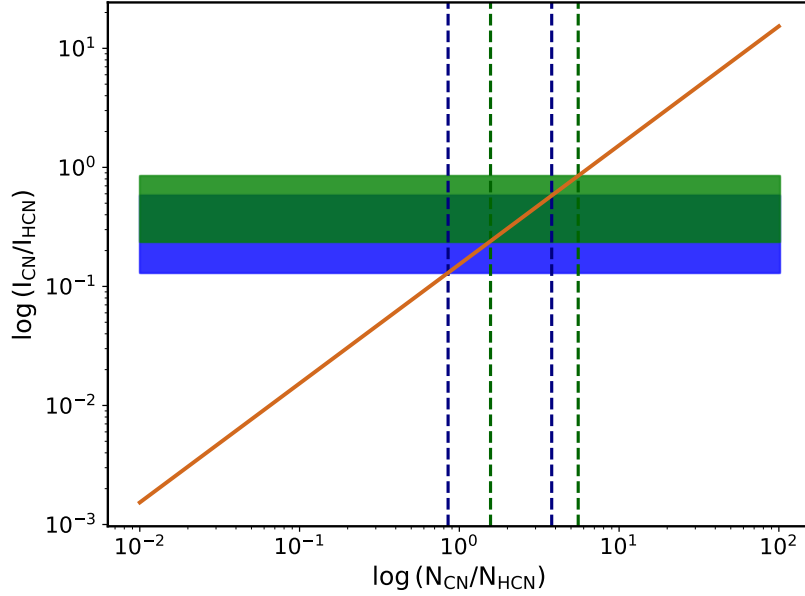
- [173] Spaans M., Hogerheijde M. R., Mundy L. G. et al. 1995, *Astrophysical Journal*, 455, L167
- [174] Sperling T., Eislöffel J., Fischer Ch. et al. 2021, *Astronomy & Astrophysics*, 650, A173
- [175] Sridharan T. K., Beuther H., Saito M. et al. 2005, *Astrophysical Journal*, 634, L57
- [176] Stäuber P., Benz A. O., Jørgensen J. K. et al. 2007, *Astronomy & Astrophysics*, 466, 977
- [177] Stäuber P., Doty S. D., van Dishoeck E. F. 2005 *Astronomy & Astrophysics*, 440, 949
- [178] Strom S. E., Grasdalen G. L., Strom K. M. 1974, *Astrophysical Journal*, 191, p. 111
- [179] Suresh A., Dunham M. M., Arce H. G. et al. 2016, *Astronomical Journal*, 152, 36
- [180] Tercero B., Cernicharo J., Pardo J. R. et al. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 517, A96
- [181] Testi L., Sargent A. I. 1998, *Astrophysical Journal*, 508, L91
- [182] Tielens A. G. G. M. 2005, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*, ISBN 0521826349, Cambridge University Press, Cambridge, UK
- [183] Tielens A. G. G. M., Hollenbach D. 1985, *Astrophysical Journal*, 291
- [184] Tobin J. J., Hartmann L., Chiang H.-F. et al. 2012, *Nature*, 492, 83
- [185] Tychoniec Ł. 2021a, "Protostellar jets and planet-forming disks: witnessing the formation of Solar System analogues with interferometry", PhD Thesis, Leiden University
- [186] Tychoniec Ł., van Dishoeck E. F., van't Hoff M. L. R. 2021b, *Astronomy & Astrophysics*, 655, 38
- [187] Tychoniec Ł. van Gelder M. L., van Dishoeck E. F. et al. 2024, eprint arXiv:2402.04343
- [188] van Dishoeck, E. F. 2014, *Faraday Discussions*, 168, 9
- [189] van Dishoeck, E. F. 2018, "Astrochemistry VII: Through the Cosmos from Galaxies to Planets, Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium", 332, 3
- [190] van Dishoeck E. F., Jonkheid B., van Hemert M. C. 2006, *Chemical Evolution of the Universe*, *Faraday Discussions*, 133, 231
- [191] van Dishoeck E. F., Kristensen L. E., Benz A. O. et al. 2011, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 123, 138
- [192] van Dishoeck E. F., Kristensen L. E., Mottram J. C. et al. 2021, *Astronomy & Astrophysics*, 648, A24
- [193] van Kempen T. A., van Dishoeck E. F., Salter D. M. et al. 2009a, *Astronomy & Astrophysics*, 498, 167
- [194] van Kempen T. A., van Dishoeck E. F., Güsten, R. 2009b, *Astronomy & Astrophysics*, 501, 633

- [195] van Kempen T. A., van Dishoeck E. F., Güsten R. et al. 2009c, *Astronomy & Astrophysics*, 507, 1425
- [196] Velusamy T., Langer W. D., Marsh, K. A. 2007, *Astrophysical Journal*, 668, L159
- [197] Visser R., Kristensen L. E., Bruderer S. et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 537, A55
- [198] Visser R., van Dishoeck E. F., Black J. H. 2009, *Astronomy & Astrophysics*, 503, 323
- [199] Wakelam V., Herbst E., Loison J. C. 2012, *Astrophysical Journal Supplement*, 199, 10
- [200] Wakelam V., Loison J. C., Herbst E. et al. 2015, *Astrophysical Journal Supplement Series*, 217, 20
- [201] Walker-Smith S. L., Richer J. S., Buckle J. V. et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 440, 3568
- [202] Wampfler S. F., Bruderer S., Karska A. et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 552, A56
- [203] White G. J., Abergel A., Spencer L. et al. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 518, L114
- [204] Wolfire M. G., Tielens A. G. G. M., Hollenbach D. 1990, *Astrophysical Journal* 358
- [205] Wolfire M. G., Vallini L., Chevance M. 2022, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 60, 247
- [206] Wright E. L., Eisenhardt P. R. M., Mainzer A. K. et al. 2010, *Astronomical Journal*, 140, 1868
- [207] Wyrowski F., Menten K. M., Güsten R. et al. 2010, *Astronomy & Astrophysics*, 518, A26
- [208] Yang B., Stancil P. C., Balakrishnan N. et al. 2010, *Astrophysical Journal*, 718, 1062
- [209] Yang Y.-L., Green J. D., Evans Neal J. I. et al. 2018, *Astrophysical Journal*, 860, 174
- [210] Yıldız U. A., Kristensen L. E., van Dishoeck E. F. et al. 2012, *Astronomy & Astrophysics*, 542, A86
- [211] Yıldız U. A., Kristensen L. E., van Dishoeck E. F. et al. 2013, *Astronomy & Astrophysics*, 556, A89
- [212] Yıldız U. A., Kristensen L. E., van Dishoeck E. F. et al. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 576, A109
- [213] Yorke H. W. 1986, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 24, 49
- [214] Young T., Becklin E. E., Marcum P. M. et al. 2012, *Astrophysical Journal Letters*, 749, 2
- [215] Yvart W., Cabrit S., Pineau des Forêts G. et al. 2016, *Astronomy & Astrophysics*, 585, A74
- [216] Zapata L. A., Ho P. T. P., Guzmán Ccolque E. et al. 2019, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 486, L15

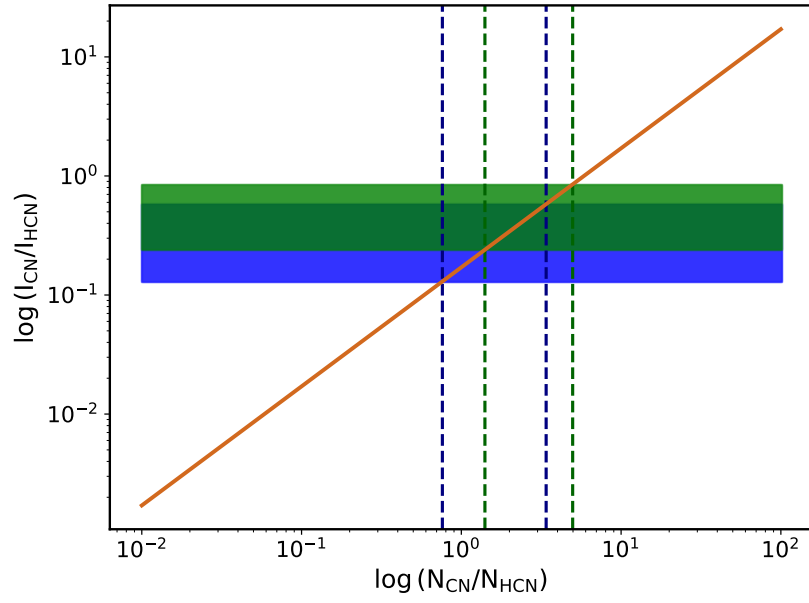
- [217] Zapata L. A., Schmid-Burgk J., Ho P. T. P. et al. 2009, *Astrophysical Journal*, 704, L45
- [218] Zapata L. A., Schmid-Burgk J., Pérez-Goytia N. et al. 2013, *Astrophysical Journal*, 765, L29
- [219] Zapata L. A., Schmid-Burgk J., Rodríguez L. F. et al. 2017 *Astrophysical Journal*, 836, 133
- [220] Zinnecker H., Yorke H. W. 2007, *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 45, 481

## A Modele RADEX

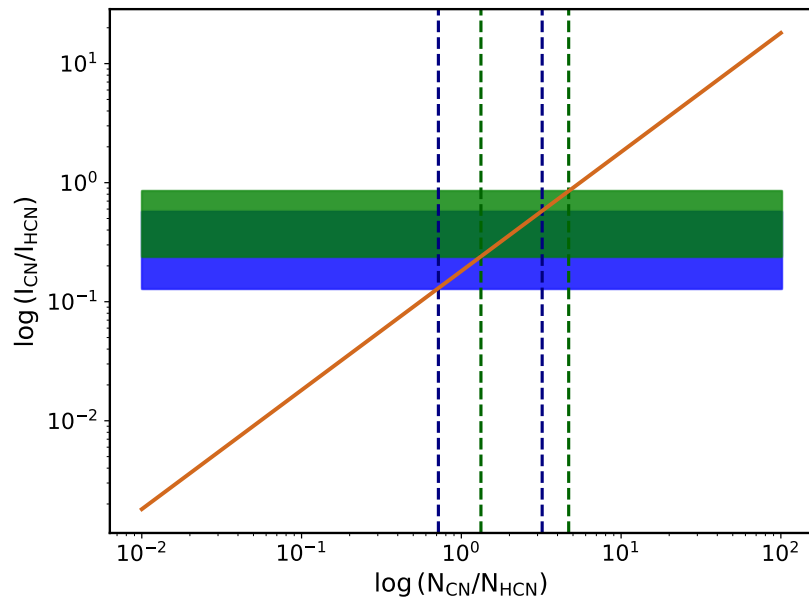
Rysunki 57-73 przedstawiają modele liczone dla siatki gęstości wodoru wynoszącej  $10^4$ -  $10^6$   $\text{cm}^{-3}$  oraz temperatury kinetycznej równej 50 - 500 K. Modele otrzymano za pomocą kodu przepływu promienistego RADEX (zob. Sekcja 3.1), zakładając szerokość linii jako  $1 \text{ km s}^{-1}$ . W celu symulacji środowiska optycznie cienkiego do obliczeń użyto gęstości kolumnowej molekuly HCN wynoszącej  $10^8 \text{ cm}^{-2}$  oraz gęstości kolumnowych molekuly CN wahających się w granicach  $10^6 - 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Modele uwzględniają strukturę nadsubtelną, ale nie uwzględniają wewnętrznego pola promieniowania. Następnie porównano je ze stosunkami obserwowanych stosunków linii CN i HCN, w wyniku czego otrzymano stosunki gęstości kolumnowych molekuł HCN i CN dla siatki parametrów fizycznych (Tab. 17 oraz Tab. 25).



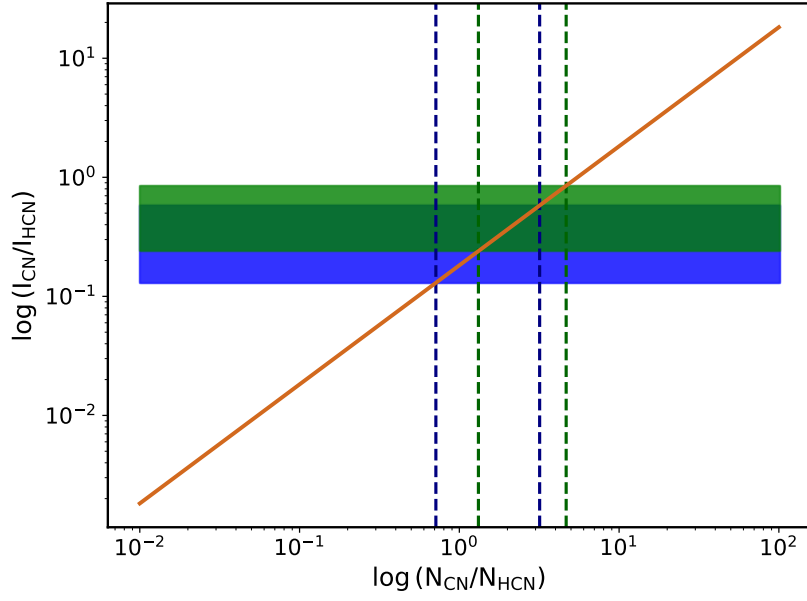
Rysunek 57: Stosunki gęstości kolumnowej molekuł CN i HCN obliczone za pomocą kodu RADEX dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 50 \text{ K}$  dla różnych wartości stosunku natężenia linii (pomarańczowa linia). Stosunek obserwowanych natężeń linii CN  $J=1-0$  do HCN  $J=1-0$  przedstawiony jest jako prostokąt: jasnozielony odpowiada wartości dla pozycji protogwiazd, a niebieski dla pozycji wpływów, ciemnozielony natomiast oznacza część wspólną obu zakresów. Stosunek gęstości kolumnowych został zaznaczony jako zielone i granatowe przerywane linie, które odpowiadają odpowiednio zakresom pozycji protogwiazd i wpływów.



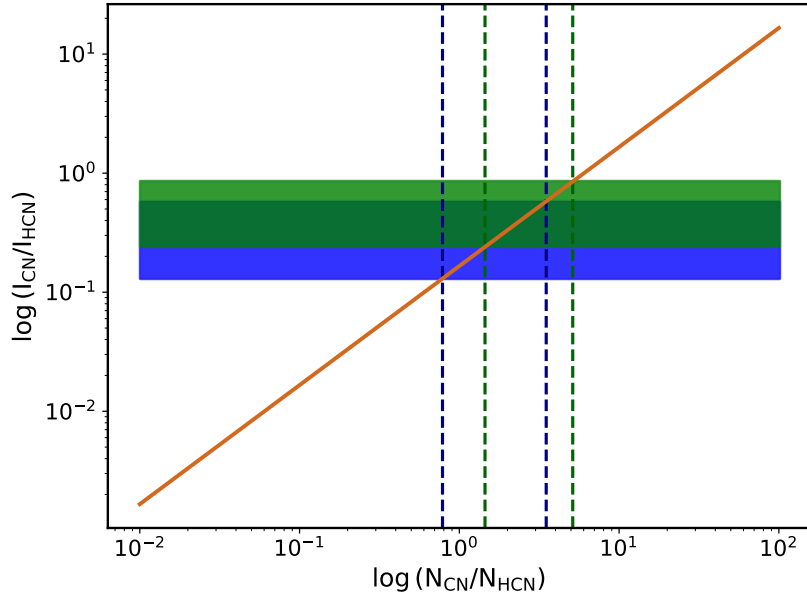
Rysunek 58: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 100 \text{ K}$ .



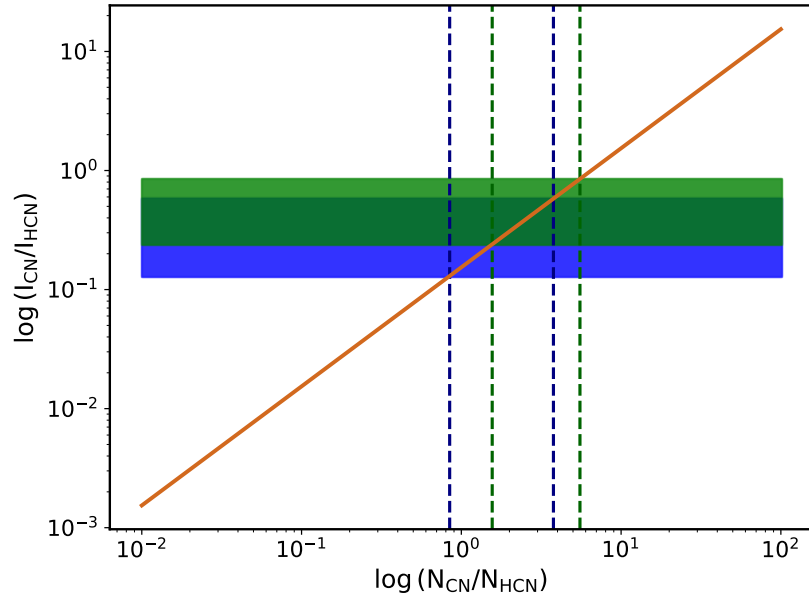
Rysunek 59: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 200 \text{ K}$ .



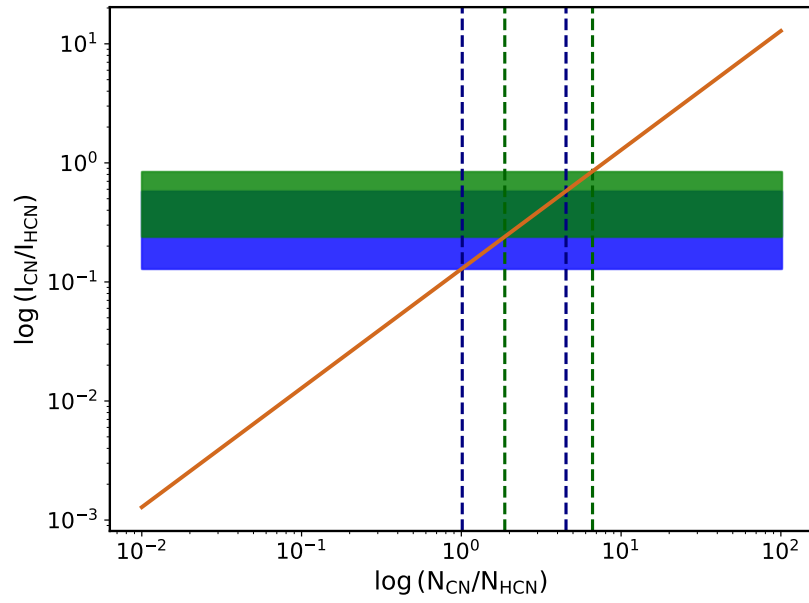
Rysunek 60: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 300 \text{ K}$ .



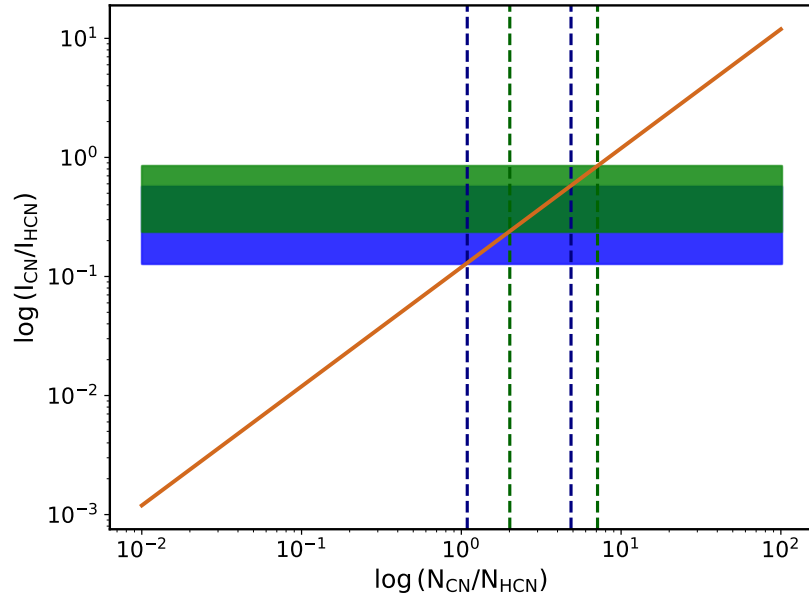
Rysunek 61: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 400 \text{ K}$ .



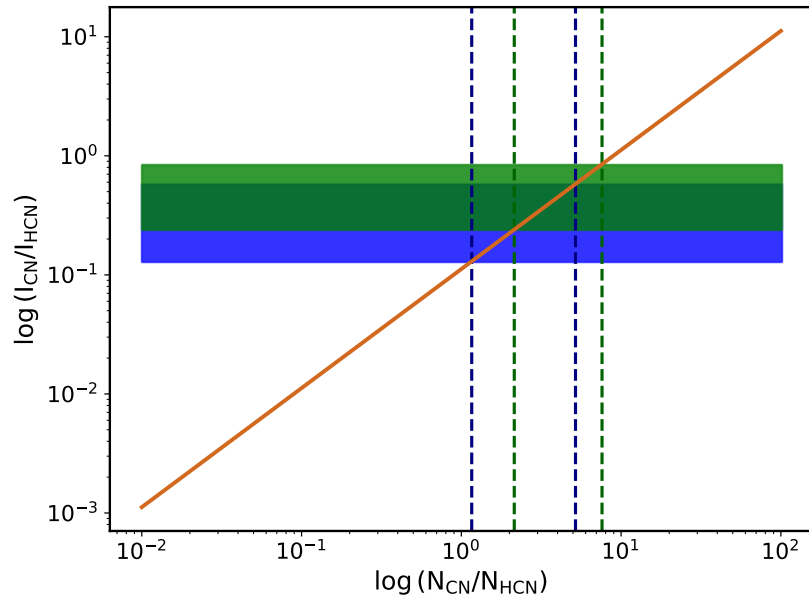
Rysunek 62: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 500 \text{ K}$ .



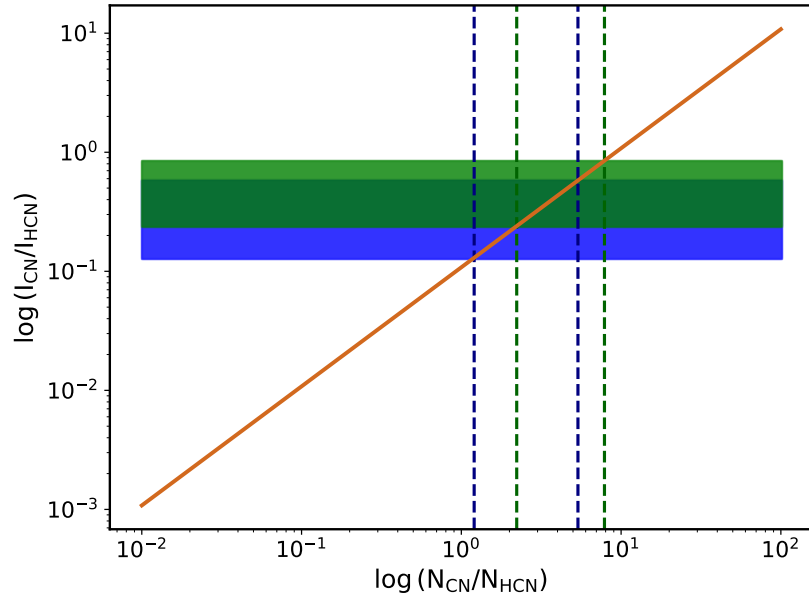
Rysunek 63: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 100 \text{ K}$ .



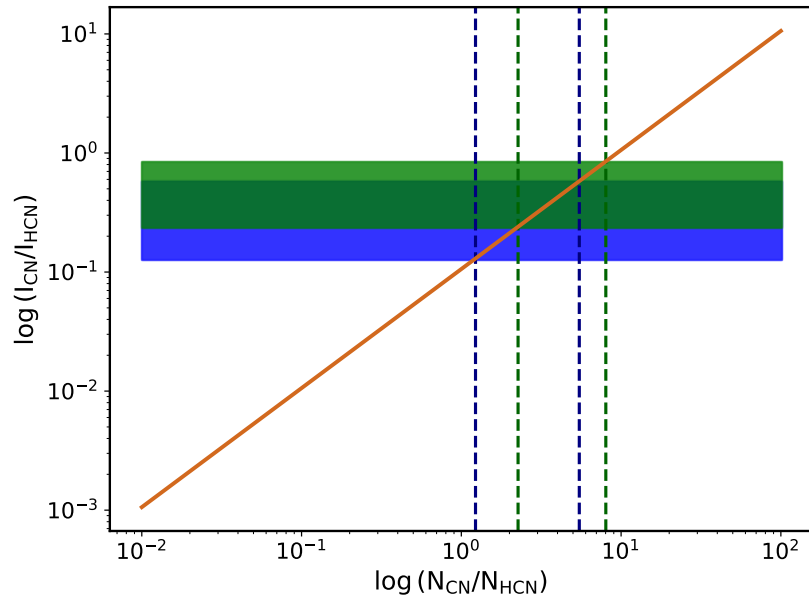
Rysunek 64: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 200 \text{ K}$ .



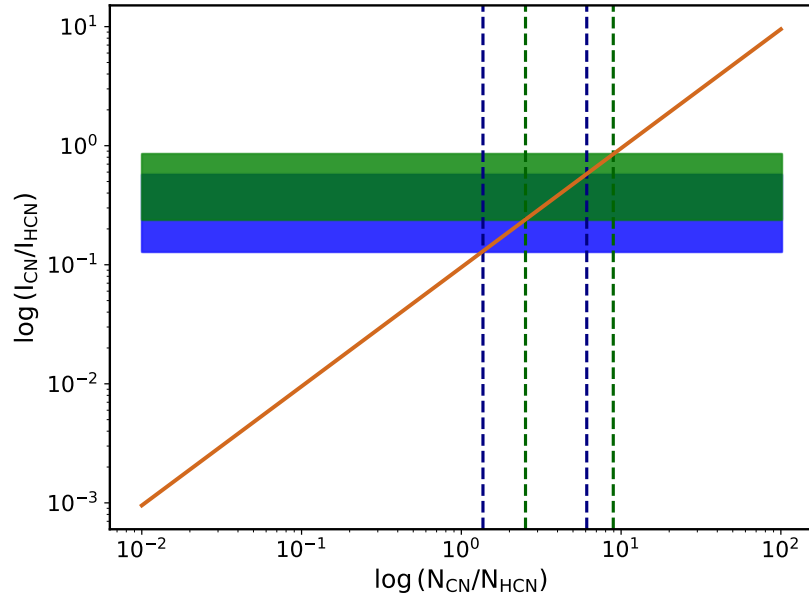
Rysunek 65: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 300 \text{ K}$ .



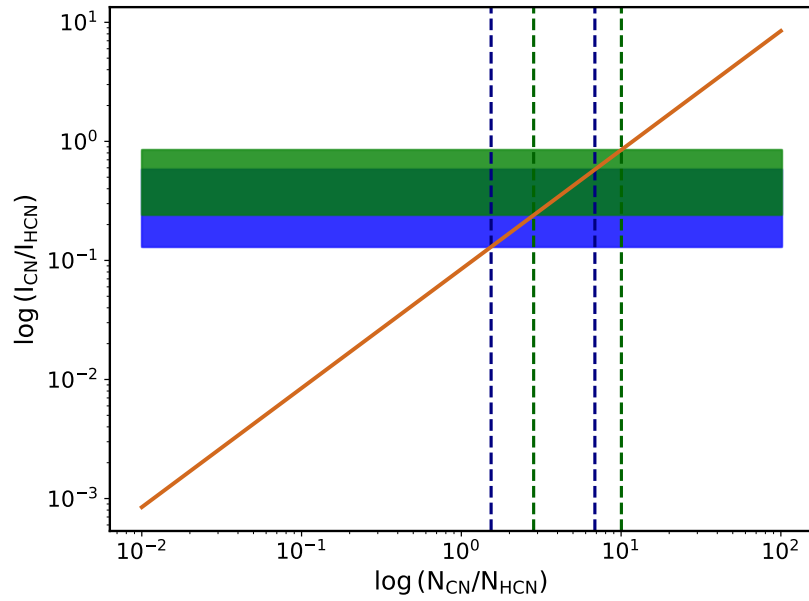
Rysunek 66: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 400 \text{ K}$ .



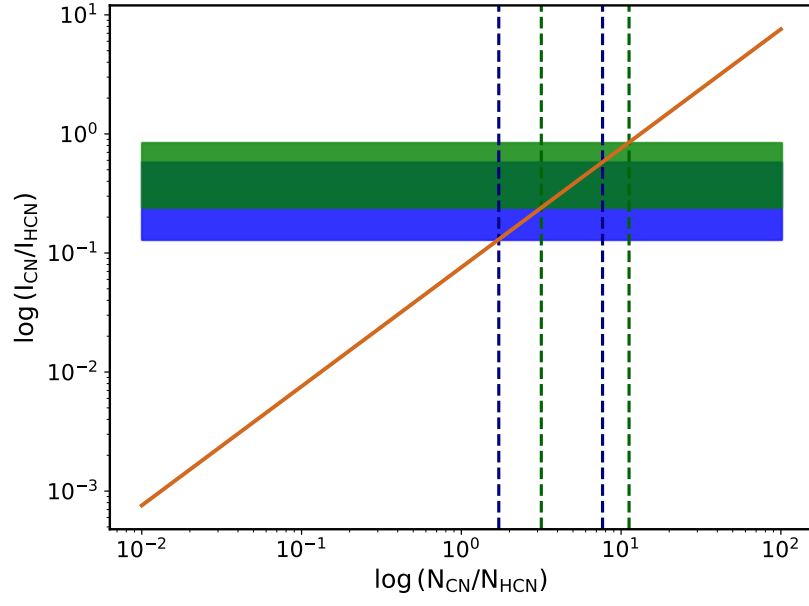
Rysunek 67: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^5 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 500 \text{ K}$ .



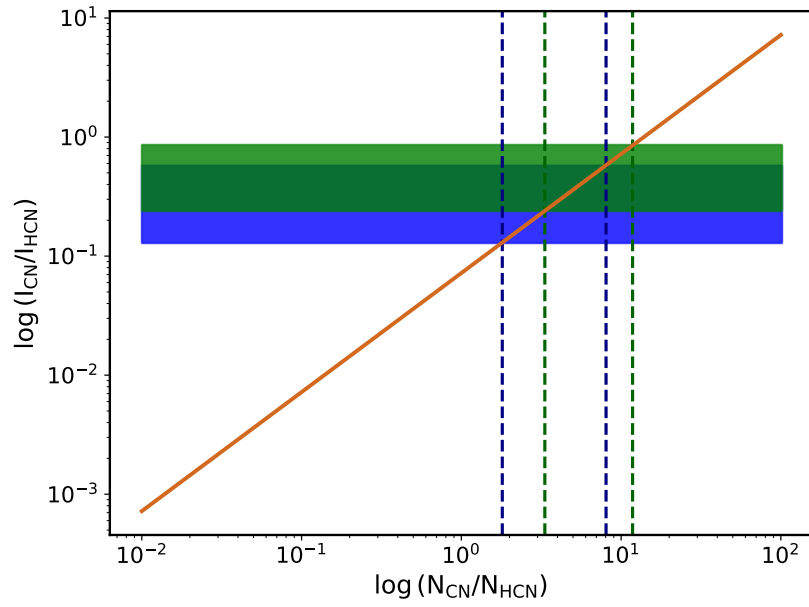
Rysunek 68: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 50 \text{ K}$ .



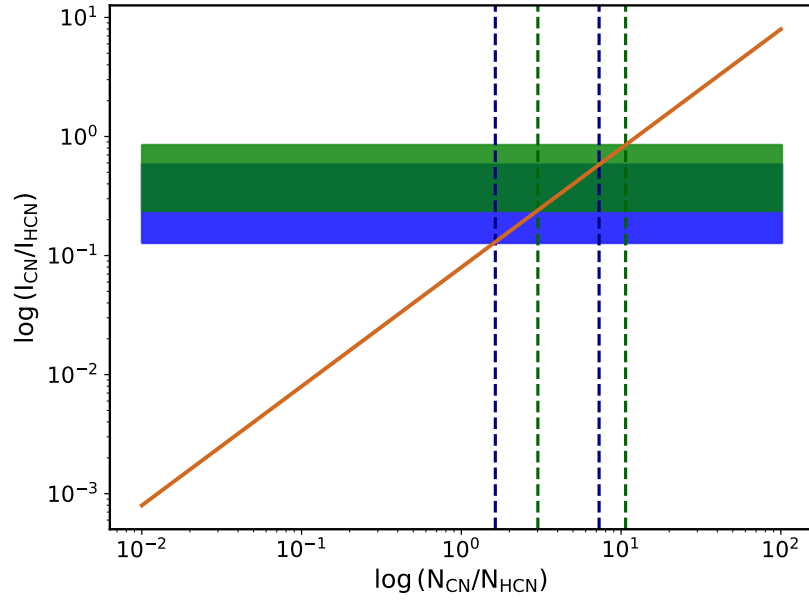
Rysunek 69: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 100 \text{ K}$ .



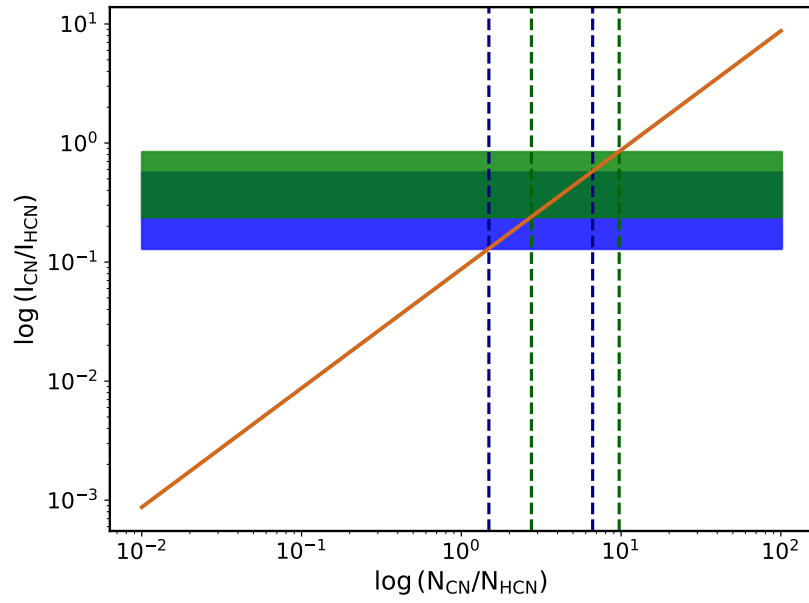
Rysunek 70: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 200 \text{ K}$ .



Rysunek 71: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 300 \text{ K}$ .



Rysunek 72: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 400 \text{ K}$ .



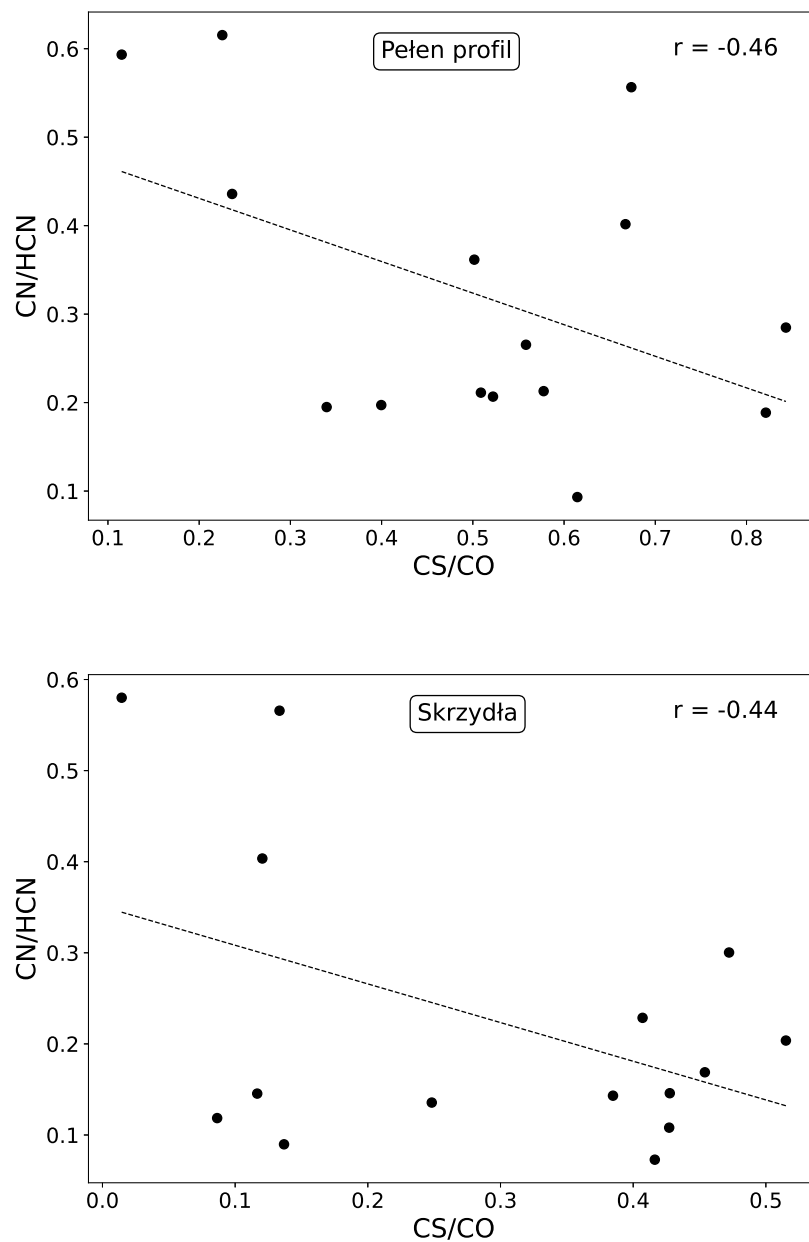
Rysunek 73: Oznaczenia wykresu jak Rys. 57, ale dla parametrów gazu:  $n_{\text{H}} = 10^6 \text{ cm}^{-3}$  i  $T_{\text{kin}} = 500 \text{ K}$ .

Tabela 25: Stosunki gęstości kolumnowych molekuł CN i HCN w zależności od modelu RADEX dla pozycji protogwiazd i pozycji wpływów cd.

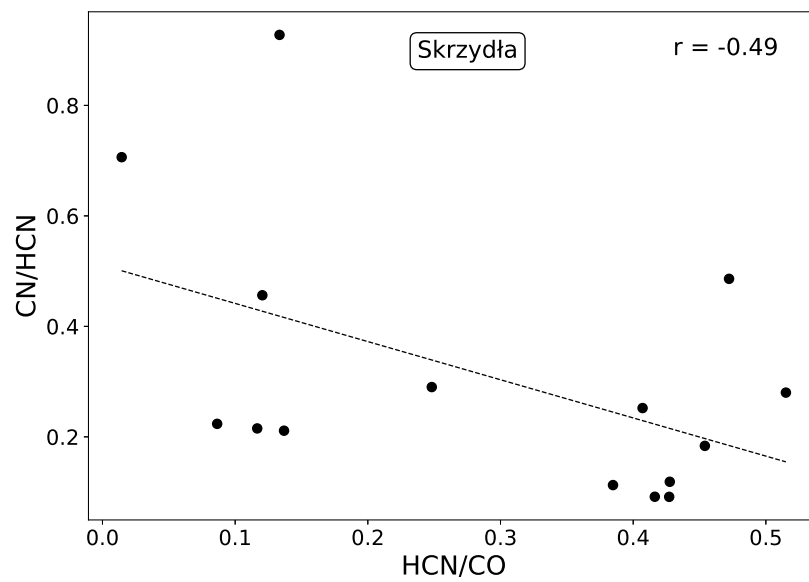
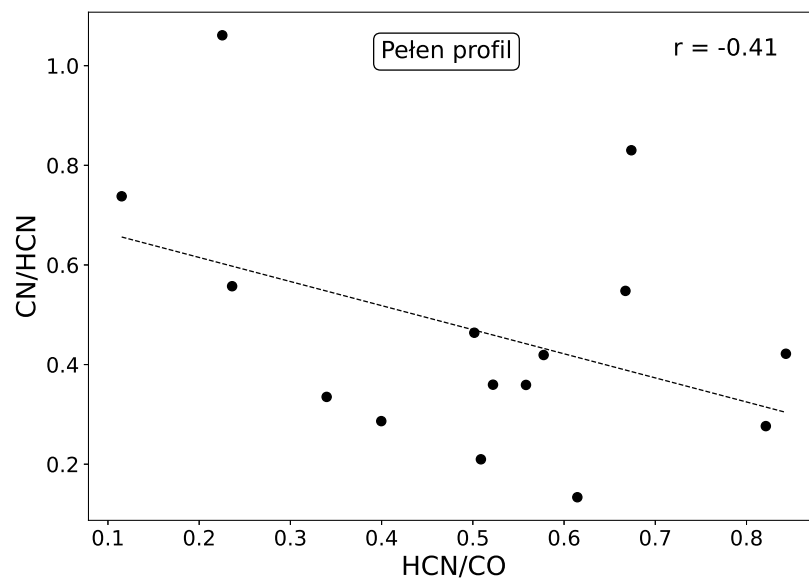
| $n_{\text{H}_2}$<br>( $\text{cm}^{-3}$ ) | $T_{\text{kin}}$<br>(K) | $N_{\text{CN}}/N_{\text{HCN}}$<br>Pozycje protogwiazd | $N_{\text{CN}}/N_{\text{HCN}}$<br>Pozycje poza źródłem |
|------------------------------------------|-------------------------|-------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------|
| $10^4$                                   | 400                     | 1.45-5.13                                             | 0.78-3.50                                              |
| $10^4$                                   | 500                     | 1.56-5.53                                             | 0.85-3.77                                              |
| $10^5$                                   | 400                     | 2.22-7.87                                             | 1.20-5.37                                              |
| $10^5$                                   | 500                     | 2.27-8.02                                             | 1.23-5.47                                              |
| $10^6$                                   | 400                     | 3.01-10.67                                            | 1.63-7.28                                              |
| $10^6$                                   | 500                     | 2.75-9.73                                             | 1.49-6.64                                              |

## B Korelacje stosunku linii molekularnych

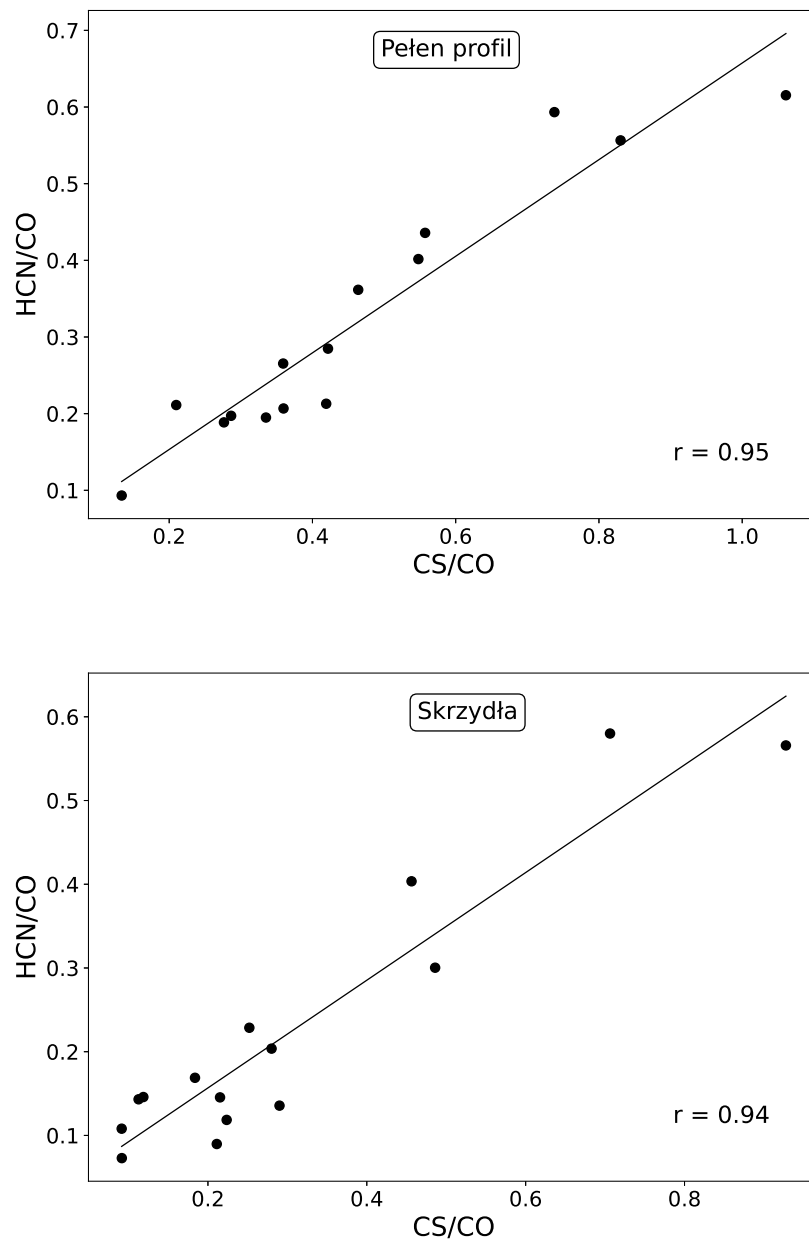
Rysunki 74- 76 pokazują korelacje różnych wariantów stosunków linii molekularnych liczonych dla całkowitego zintegrowanego profilu linii oraz tylko dla emisji w skrzydłach (zob. Sekcja 4.3.3) osobno. Dane pozyskane są w pozycjach protogwiazd i wpływów molekularnych. Każdy wykres zawiera 15 punktów pomiarowych. Na wykresach znajdują się współczynniki korelacji Pearsona  $r$ . Wyraźną korelację widać jedynie dla stosunku linii molekularnych HCN/CO oraz CS/CO (Rys. 76), które śledzą emisję z wpływów molekularnych.



Rysunek 74: Korelacje stosunku linii molekularnych CN/HCN oraz CS/CO liczonych dla całkowitego zintegrowanego profilu linii (górny panel) oraz tylko dla emisji w skrzydłach (dolny panel) w pozycjach protogwiazd i wpływów molekularnych. Na wykresach znajdują się współczynniki korelacji Pearsona  $r$ . Linia przerywana obrazuje dopasowanie w przypadku, gdy współczynnik korelacji Pearsona znajduje się w zakresie poziomym  $1.5-1.8\sigma$ .



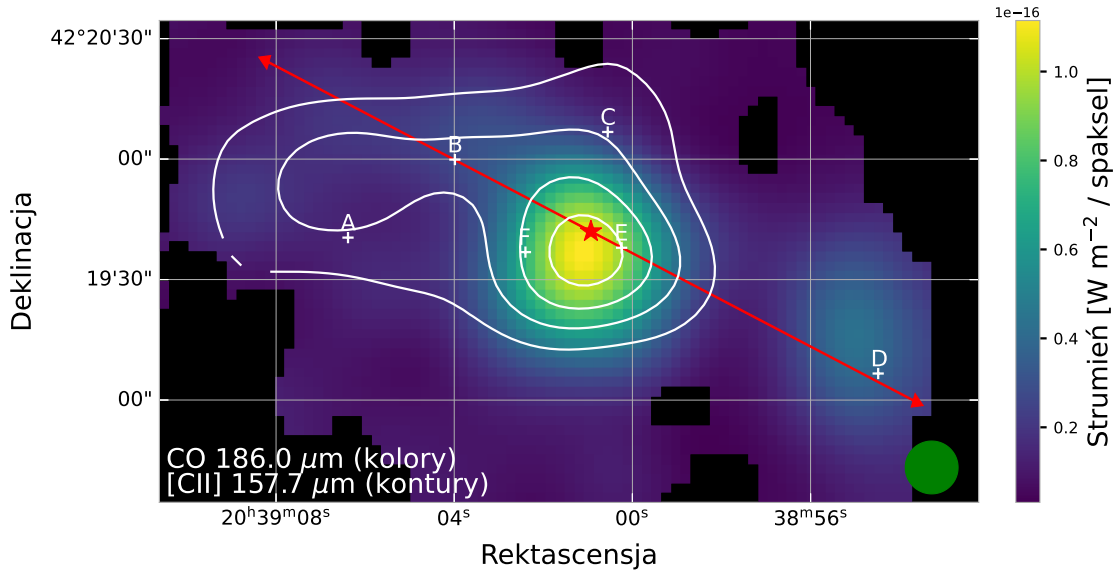
Rysunek 75: Wykres podobny do Rys. 74, ale dla stosunku linii molekularnych CN/HCN oraz HCN/CO.



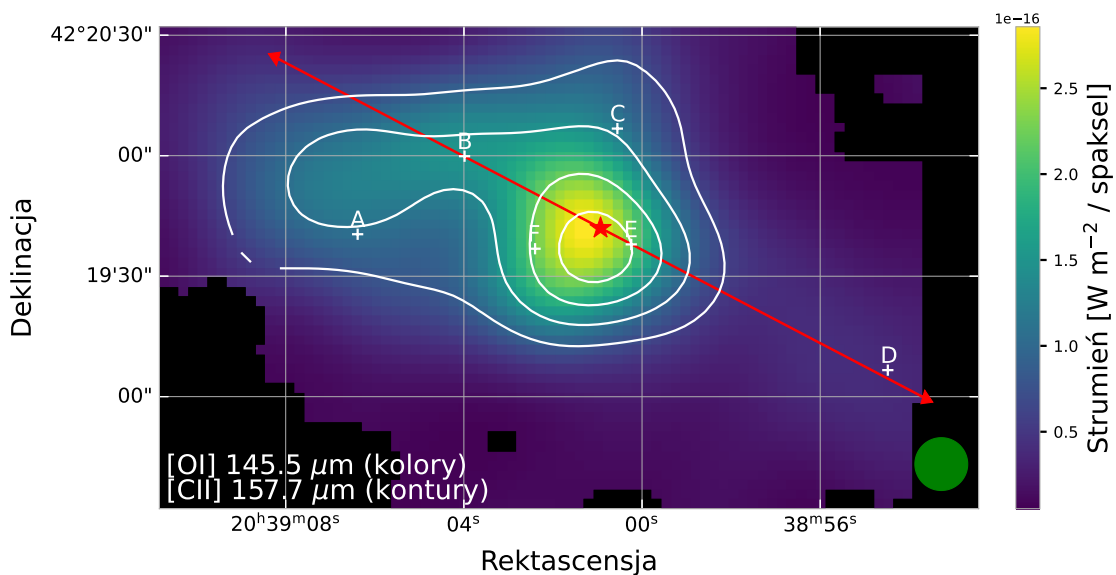
Rysunek 76: Wykres podobny do Rys. 74, ale dla stosunku linii molekularnych HCN/CO oraz CS/CO. Ciągła linia oznacza najlepsze dopasowanie do danych pomiarowych metodą najmniejszych kwadratów w przypadku, gdy współczynnik korelacji Pearsona jest większy niż  $3\sigma$ .

## C Wzajemny rozkład przestrzenny emisji w dalekiej podczerwieni w regionie gwiazdotwórczym DR21

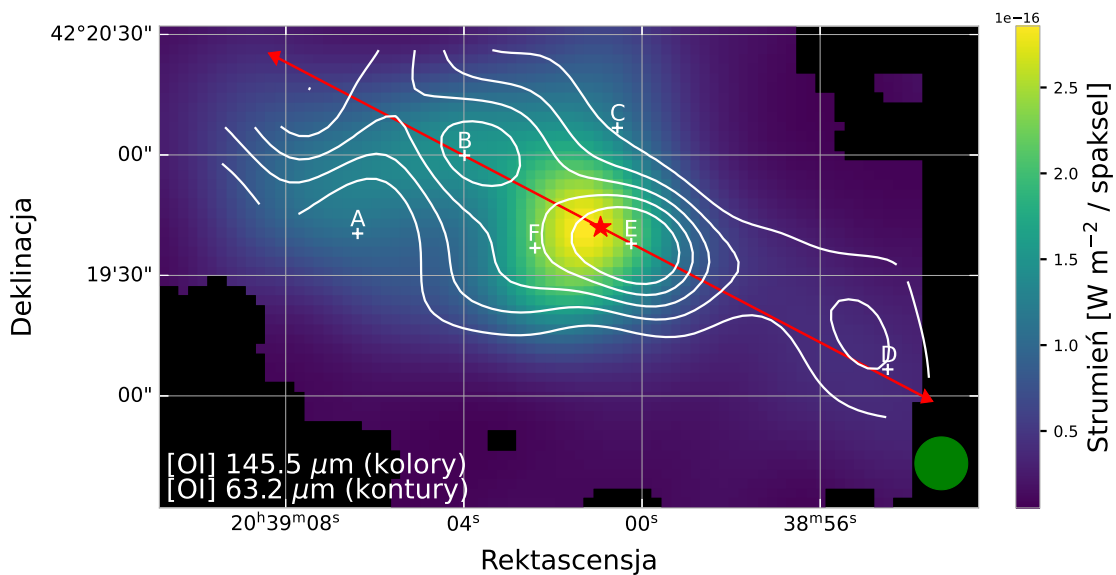
Rysunki 77, 78 i 79 przedstawiają rozkład emisji linii CO  $J=14-13$ , [C II] na  $158 \mu\text{m}$  oraz [O I] na  $63 \mu\text{m}$  i  $145 \mu\text{m}$  w okolicy masywnej protogwiazdy DR21 i jej wypływu molekularnego. Mapy obrazują różne przesunięcie w rozkładzie przestrzennym linii atomowych, molekularnych i zjonizowanego gazu, uzasadniając opis pochodzenia składowych gazów zawarty w podrozdziale 5.2.3.



Rysunek 77: Mapa emisji linii CO  $J=14-13$  na  $186 \mu\text{m}$  (kolory) i [C II] na  $158 \mu\text{m}$  w regionie DR21 (kontury). Kontury rysowane są na  $5 \sigma$ ,  $7 \sigma$ ,  $9 \sigma$ ,  $11 \sigma$  i  $13 \sigma$ . Pozostałe oznaczenia są analogiczne do Rys. 39.



Rysunek 78: Mapa emisji linii [O I] na  $145 \mu\text{m}$  (kolory) oraz [C II] na  $158 \mu\text{m}$  w regionie DR21 (kontury). Kontury rysowane są na  $5 \sigma$ ,  $7 \sigma$ ,  $9 \sigma$ ,  $11 \sigma$  i  $13 \sigma$ . Pozostałe oznaczenia są analogiczne do Rys. 39.

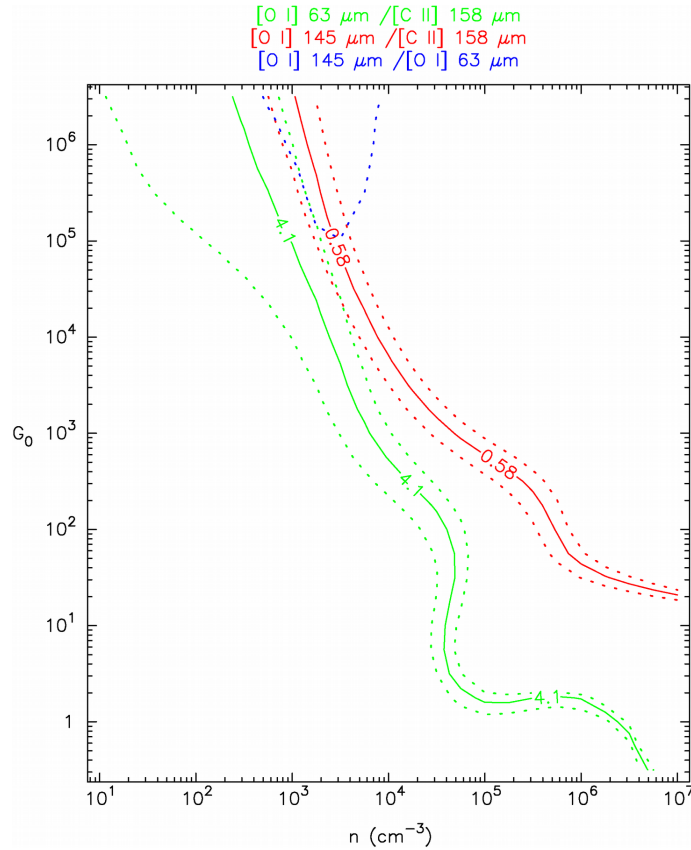


Rysunek 79: Mapa emisji linii [O I] na  $145 \mu\text{m}$  (kolory) oraz [O I] na  $63 \mu\text{m}$  w regionie DR21 (kontury). Kontury rysowane są na  $10 \sigma$ ,  $15 \sigma$ ,  $20 \sigma$ ,  $25 \sigma$  i  $30 \sigma$ . Pozostałe oznaczenia są analogiczne do Rys. 39.

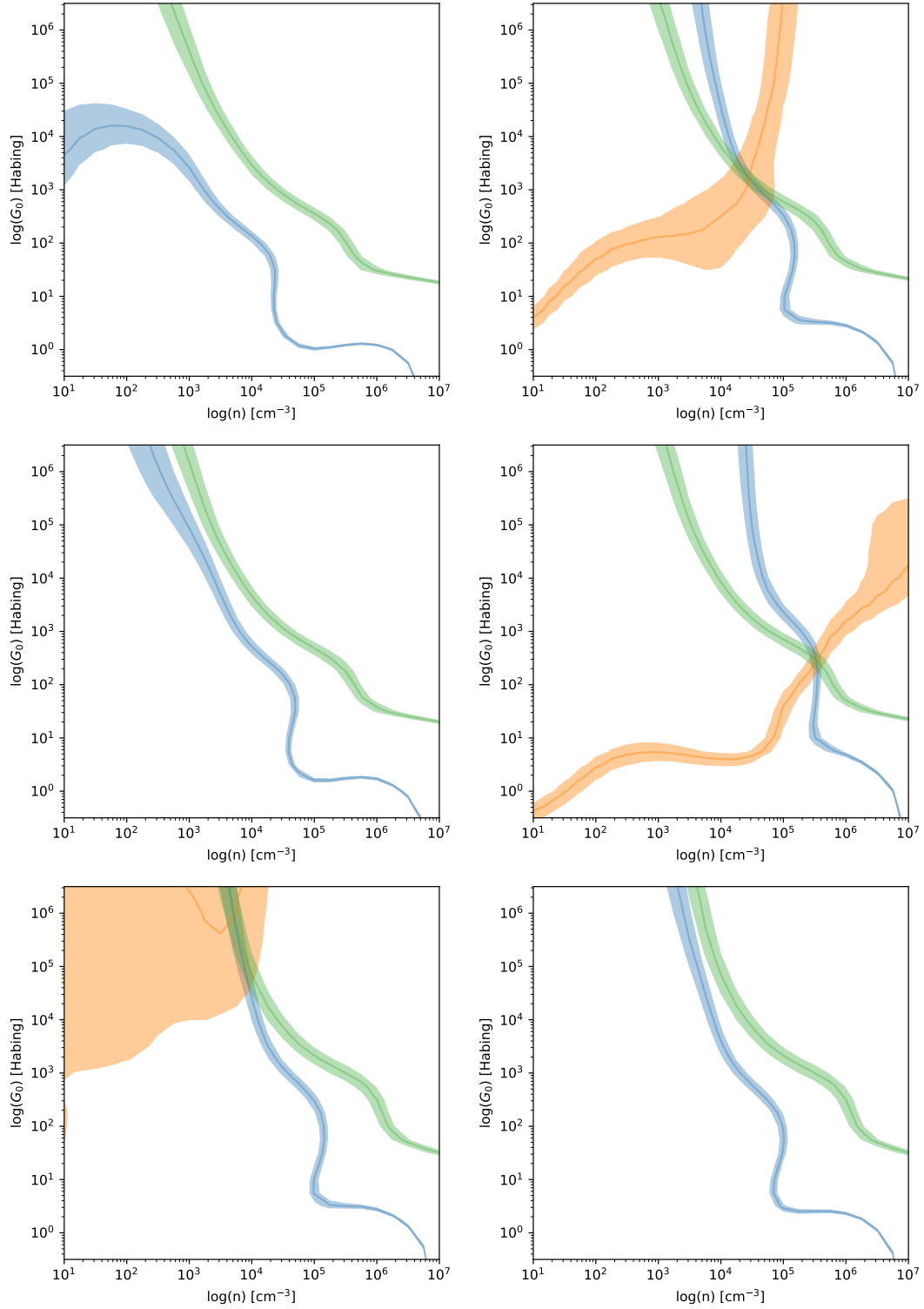
## D Dodatkowe modele PDR w regionie gwiazdotwórczym DR21

Rysunek 80 przedstawia model PDR (Pound & Wolfire 2008, Pound & Wolfire 2011) uzyskany na podstawie strumieni w liniach [O I] na  $63 \mu\text{m}$ , [C II] na  $158 \mu\text{m}$  i [O I] na  $145 \mu\text{m}$ . Natężenie promieniowania UV wokół źródła DR21 określono na ok.  $10^6$  silniejsze niż przeciętnie w ośrodku międzygwiazdowym, a gęstość materii oszacowana na podstawie modelowania wynosi  $10^3$ - $10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Wyniki te zostały zaprezentowane na plakacie Mirocha et al. (2019).

Rysunek 81 został wykonany w uaktualnionej wersji modelu PDR (Pound & Wolfire 2008, Pound & Wolfire 2011) opartej na otwartym kodzie w języku Python. Jako parametry wejściowe wybrano model Wolfire/Kaufman (2006) oraz metaliczność Słońca. Modele zostały wykonane dla poszczególnych pozycji w regionie gwiazdotwórczym DR21 (zob. Sekcja 5.2.1). Jeżeli w wyniku modelowania nie można znaleźć szukanej wartości (miejsca krzyżowania się linii diagnostycznych), kod zwraca najwyższą możliwą wartość.



Rysunek 80: Model PDR wygenerowany za pomocą skryptu CGI narzędzia PDR Toolbox w wersji w 2019 roku. Wykres przedstawia modelowe stosunki linii [O I] na  $63 \mu\text{m}$  do [C II] na  $158 \mu\text{m}$ , [O I] na  $145 \mu\text{m}$  do [C II] na  $158 \mu\text{m}$  oraz [O I] na  $145 \mu\text{m}$  do [O I] na  $63 \mu\text{m}$  w funkcji natężenia promieniowania UV w jednostkach  $G_0$  oraz gęstości jąder wodoru  $n$ . Strumienie są uśrednionymi wartościami z obszaru o średnicy  $10''$  wokół źródła DR21.



Rysunek 81: Modele PDR w wybranych pozycjach w regionie gwiazdotwórczym DR21: pozycja A (górny lewy panel), pozycja B (górny prawy panel), pozycja C (środkowy lewy panel), pozycja D (środkowy prawy panel), pozycja E (dolny lewy panel), pozycja F (dolny prawy panel). Do obliczeń wykorzystano strumienie [O I] na  $63\ \mu\text{m}$  skorygowanych na absorpcję (zob. Sekcja 5.2.2).