

Centrum Astronomiczne im. Mikołaja Kopernika
Polskiej Akademii Nauk
Zakład Astrofizyki w Toruniu



Tomasz Kamiński

**Obserwacje materii echa V838 Monocerotis
w przejściach rotacyjnych molekuly CO.
Pochodzenie materii echa
i foto-przetwarzanie pyłu w echu świetlnym.**

Rozprawa doktorska napisana pod kierunkiem
prof. dr hab. Romualda Tylendy

Toruń, 2010

Bardzo dziękuję za życzliwą atmosferę i wspaniałe warunki pracy wszystkim pracownikom Zakładu Astrofizyki Toruńskiego CAMK-u, w szczególności Mirkowi Schmidtowi, Marcie Pułeckiej i planeciarnom: Krzychowi Helminiakowi, Milenie Ratajczak i Piotrkowi Sybilskiemu. Oddzielne podziękowania należą się mojemu promotorowi, profesorowi Romualdowi Tylendzie – dziękuję za zainteresowanie mnie tematyką V838 Mon i jej echa świetlnego.

„Oryginalność echa polega na powtarzaniu”.

Włodzimierz Ścisłowski

Spis treści

1	Wstęp	7
2	Gwiazda V838 Monocerotis i jej echo świetlne	9
2.1	V838 Mon i jej wybuch w 2002 roku	9
2.1.1	Wybuch gwiazdy V838 Mon	9
2.1.2	Progenitor, towarzysz B3 V, oraz otoczenie V838 Mon	10
2.1.3	Fizyczna interpretacja wybuchu i obiekty podobne do V838 Mon	13
2.1.4	Ewolucja V838 Mon po wybuchu do początku 2010 roku	14
2.2	Echo świetlne V838 Mon	15
2.2.1	Zjawisko echa świetlnego	15
2.3	Echa świetlne w astrofizyce	24
2.3.1	Echo świetlne V838 Mon	27
2.3.2	Obserwacje echa w zakresie optycznym i w bliskiej podczerwieni	27
2.3.3	Odległość geometryczna do V838 Mon z obserwacji polarymetrycznych	32
2.3.4	Echo w zakresie pośredniej i dalekiej podczerwieni	33
2.3.5	Problem pochodzenia materii echa	34
3	Obserwacje	35
3.1	Punktowe obserwacje w liniach $^{12}\text{CO}(1-0)$ i $(2-1)$	35
3.2	Mapa w przejściu $^{12}\text{CO}(3-2)$	36
3.3	Mapa w przejściu $^{12}\text{CO}(1-0)$	38
3.4	Pomiary punktowe matrycą BEARS	39
3.5	Obserwacje matrycą HERA w linii $J=2-1$ molekuł ^{12}CO i ^{13}CO	40
3.6	Obrazy optyczne echa z Kosmicznego Teleskopu Hubble’a	41
4	Wyniki obserwacji	43
4.1	Mapa spektroskopowa BEARS w przejściu $^{12}\text{CO}(1-0)$	43
4.2	Mapa spektroskopowa HARP w przejściu $^{12}\text{CO}(3-2)$	45
4.3	Widma dla wybranych pozycji w obserwacjach IRAM 30-m z września 2006	45
4.4	Wyniki obserwacji punktowych BEARS	47
4.5	Pozycje obserwowane matrycą HERA	48
4.6	Porównanie obserwacji dla tych samych pozycji ale z różnych instrumentów w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$	51
4.7	Pomiary linii emisyjnych $^{12}\text{CO}(3-2)$ dla wybranych pozycji	52
5	Charakterystyka obłoku molekularnego w obszarze echa	55
5.1	Rozkład przestrzenny gazu na podstawie map i obserwacji na pojedynczych pozycjach	55
5.2	Modelowanie natężeń linii rotacyjnych CO dla wybranych pozycji w obrębie echa	56
5.2.1	Program Radex	56
5.2.2	Siatki modeli i ustalenie parametrów fizycznych obłoku	59
5.3	Charakterystyka fizyczna obłoku CO	64
5.3.1	Odległość kinematyczna i lokalizacja w Galaktyce	64
5.3.2	Gęstość kolumnowa wodoru neutralnego HI	66
5.3.3	Gęstości kolumnowe H_2 oraz A_V	67

5.3.4	Masa obłoku	68
5.3.5	Aktywność gwiazdotwórcza w obrębie obłoku	69
5.3.6	Klasyfikacja obłoku	69
6	Ustalenie związku obłoku CO z materią echa świetlnego V838 Mon	71
6.1	Prędkość radialna	71
6.2	Odległość	72
6.3	Obłok CO a rozkład przestrzenny materii echa	72
6.3.1	O korelacji w występowaniu pyłu i gazu w obłokach międzygwiazdowych	72
6.3.2	Morfologia echa, a przynależność pyłu do obłoku CO	73
6.3.3	Oszacowanie absolutnych gęstości materii w obłoku pyłowym	76
6.3.4	Obszar poświaty	79
6.3.5	Względna lokalizacja obłoku CO i materii echa	80
6.4	Implikacje związku obłoku z materią echa	81
6.4.1	Pochodzenie materii	81
6.4.2	Modele wybuchu gwiazdy V838 Mon	82
7	Fotoprzetwarzanie pyłu wokół V838 Mon	83
7.1	Motywacje i sformułowanie problemu	83
7.2	Lód CO w przestrzeni międzygwiazdowej i w okolicach V838 Mon	84
7.2.1	O tym, że CO jest zewnętrzną warstwą lodu na ziarnach	84
7.2.2	Możliwość istnienia ziaren z pokrywą lodową w okolicy V838 Mon	85
7.3	Sublimacja (desorpcja termiczna)	86
7.3.1	Strefa sublimacji – przewidywania teoretyczne	86
7.3.2	Dyskusja niepewności	92
7.3.3	Obecność gwiazd gorących w okolicy obłoku	93
7.4	Fotodesorpcja i desorpcja chemiczna	95
7.4.1	Bezpośrednia fotodesorpcja	95
7.4.2	Wybuchowa fotodesorpcja	99
7.5	Fotoprzetwarzanie pyłu w okolicach V838 Mon – wnioski	99
8	Podsumowanie	101
A	Mapy kanałów	103
B	Niepublikowane obrazy echa uzyskane przez HST	105
	Literatura	108

Wstęp

Gwiazda V838 Monocerotis (V838 Mon) jest obiektem bardzo zagadkowym. Gwiazda ta pojaśniała w 2002 roku stając się jedną z najjaśniejszych gwiazd Drogi Mlecznej, ale do dziś nie udało się ustalić, co wywołało jej potężną erupcję. Najbardziej obiecująca jest hipoteza o kolizji i zlaniu się dwóch gwiazd, ale wymaga ona potwierdzenia. Zaraz po eksplozji obiektu, wokół V838 Mon dostrzeżono ekspandujący pierścień światła, który szybko rozpoznano, jako echo świetlne. Jego ewolucja jest śledzona po dzień dzisiejszy, a obrazy echa trafiły na okładki gazet i książek, nie tylko o charakterze naukowym. Obrazy echa ujawniają strukturę ośrodka pyłowego wokół V838 Mon, dostarczając wyjątkowego materiału badawczego do studiowania trójwymiarowego rozkładu materii rozproszonej.

Co znamienne, mimo dość dużej popularności obiektu i echa świetlnego wśród astrofizyków, nie udało się ustalić pochodzenia materiału rozświetlonego wybuchem V838 Mon. Wysuwano argumenty za międzygwiazdowym pochodzeniem tej materii, ale pojawiały się głosy, że jest to materia utracona przez V838 Mon na długo przed erupcją w 2002 roku. Ta druga interpretacja oznaczałaby, że V838 Mon jest obiektem zaawansowanym ewolucyjnie, co byłoby ważną informacją przy próbach wyjaśnienia eksplozji z 2002 roku. Ustalenie pochodzenia materii echa jest więc w bezpośrednim związku z wyjaśnieniem zagadkowego pojaśnienia V838 Mon, ale nie tylko. Rozpoznanie rodzaju ośrodka rozświetlanego echem jest ważne dla interpretacji wyników badań nad trójwymiarową strukturą obszaru echa i własnościami optycznymi rozpraszającego pyłu.

W latach 2004–2006 przeprowadzono obserwacje dużego obszaru nieba wokół V838 Mon w najniższych przejściach rotacyjnych molekuly CO. Część tych obserwacji została opublikowana w Kamiński et al. (2007). Te pierwsze obserwacje o małej kątowej zdolności rozdzielczej pozwoliły scharakteryzować galaktyczne (międzygwiazdowe) otoczenie obiektu, ale przyniosły także detekcję emisji CO na pozycji samej gwiazdy. Detekcji dokonano 3-metrowym teleskopem KOSMA, który w obserwowanych przejściach CO(2–1) i (3–2) posiada wiązkę główną wielkości odpowiednio 130'' i 82''. Na podstawie obserwacji przy tak małych kątowych zdolnościach rozdzielczych trudno było rozstrzygnąć jakie jest pochodzenie odkrytej emisji i czy w ogóle emisja jest w jakikolwiek sposób związana z V838 Mon. Analiza tych pierwszych obserwacji sugerowała, że źródło jest rozciągle, ale nie była to konkluzja pewna. Prędkość radialna odkrytej emisji zgadzała się doskonale z prędkością masera SiO obserwowanego w kierunku V838 Mon, co sugerowało związek z gwiazdą. Z drugiej strony, szerokość linii emisyjnych CO jest bardzo mała, tj. szerokość połowkowa wynosi 1 km s^{-1} , co jest bardziej typowe dla materii ośrodka międzygwiazdowego. Aby określić naturę emisji CO znalezionej na pozycji V838 Mon wymagane były obserwacje ze znacząco lepszą kątową zdolnością rozdzielczą. Takie obserwacje udało się autorowi zorganizować w latach 2006–2009 na dużych teleskopach operujących w zakresie (sub-)milimetrycznym (w procedurach aplikowania o czas obserwacyjny byłem wspierany przez R. Tylendę i S. Deguchiego).

W niniejszej pracy zaprezentowane zostaną obserwacje okolic V838 Mon z kampanii obserwacyjnej 2006–2009 w trzech najniższych przejściach rotacyjnych molekuly CO. Uzyskane dane pokazują kilka obszarów emisji molekularnej w obserwowanych polach wokół V838 Mon, w tym jeden dokładnie w obszarze, gdzie obserwuje się silne echo świetlne. Celem pracy, oprócz prezentacji wyników tych obserwacji, jest szczegółowy opis emisji znalezionej w obszarze echa.

Szczegółowej analizie zostanie poddany rozkład emisji molekularnej w różnych przejściach oraz warunki fizyczne emitującego gazu (gęstość materii, gęstości kolumnowe, temperatura kinetyczna gazu). Wyznaczone będą też globalne parametry obłoku gazu, jak jego masa, rozmiary oraz lokalizacja w Galaktyce. Uzyskane wyniki posłużą następnie do ustalenia pochodzenia widocznej materii molekularnej (międzygwiazdowa czy pochodzenia od-gwiazdowego) oraz klasyfikacji obłoku w kontekście znanych typów obłoków materii rozproszonej.

Najważniejszym punktem pracy będzie ustalenie związków obserwowanej materii molekularnej z ośrodkiem pyłowym rozświetlonym echem. Ustalić należy przede wszystkim, jaka jest wzajemna lokalizacja obłoku CO i rozpraszającego pyłu. Przedstawione zostaną argumenty za fizycznym związkiem tych dwóch środowisk, co otwiera drogę do dyskusji nad naturą obłoku pyłowego rozświetlonego echem. Przedyskutowane zostaną implikacje związku materii pyłowej z obłokiem CO dla problemu natury gwiazdy V838 Mon i jej otoczenia.

Pierwsze obserwacje obszaru echa w przejściach molekuly CO, tj. z lat 2004–2006, sugerowały nieznaczną zmienność emisji. Nie została ona jak dotąd potwierdzona, ale sugestia ta skierowała autora na problem przetwarzania pyłu w okolicach V838 Mon promieniowaniem błysku z 2002 roku. Pył spodziewany w okolicach V838 Mon może posiadać powłoki lodowe, których wierzchnią warstwę stanowi lód CO. Istnieje szereg procesów indukowanych promieniowaniem, które potrafią doprowadzić do uwalniania (desorpcji) molekuł CO z ziaren pyłu do fazy gazowej. Przedyskutowany zostanie problem, czy procesy te mogły doprowadzić do uwolnienia CO z płaszczy lodowych w okolicach V838 Mon pod wpływem promieniowania rozbłysku z 2002 roku. Rozpatrzona zostanie też możliwość obserwacyjnego potwierdzenia tego zjawiska, zarówno w przypadku V838 Mon, jak i innych obiektów wybuchowych (jak np. supernowe). Zagadnienie to dyskutowane będzie nie tylko w kontekście potencjalnej zmienności radiowych linii CO, ale także w kontekście morfologii echa świetlnego obserwowanego z zakresie optycznym.

Gwiazda V838 Monocerotis i jej echo świetlne

W rozdziale tym przedstawiamy charakterystykę enigmatycznej gwiazdy V838 Monocerotis (V838 Mon), której erupcja w 2002 roku uczyniła z niej jednym z najciekawszych obiektów w astrofizyce gwiazdowej ostatnich lat. Zaprezentowano zarówno fakty obserwacyjne dotyczące wybuchu gwiazdy jak i jej późniejszej ewolucji aż do roku 2009. Przedstawiono też zaproponowane w literaturze próby interpretacji obserwowanych zjawisk. Wybuch gwiazdy V838 Mon stał się źródłem spektakularnego echa świetlnego, którego obrazy z Kosmicznego Teleskopu Hubble’a stały się ikonami współczesnej astrofotografii. Przedstawiamy tu główne idee dotyczące samego zjawiska echa świetlnego, prezentujemy przykłady astrofizycznych ech świetlnych oraz dokonujemy szczegółowego opisu echa wokół V838 Mon obserwowanego w zakresie optycznym i podczerwonym.

2.1 V838 Mon i jej wybuch w 2002 roku

2.1.1 Wybuch gwiazdy V838 Mon

Gwiazda V838 Mon została odkryta 6 stycznia 2002 roku (Brown et al. 2002) jako obiekt o jasności $V \approx 10$ mag i została przedstawiona w pierwszych komunikatach jako gwiazda nowa. Inspekcja obserwacji sprzed 6 stycznia pokazała, że obiekt znajdował się w stanie pojaśnienia już 1 stycznia 2002, ale nie był widoczny na obrazach nieba przed 26 grudnia 2001 (Bedient 2002) (inne obserwacje archiwalne omówione będą w Rozdz. 2.1.2). Zmienność gwiazdy okazała się nietypowa. Krzywe blasku wybuchu V838 Mon znajdują się na Rys. 1. Od momentu odkrycia obiekt nieznacznie jaśniał osiągając maksymalną jasność 12 stycznia 2002 na poziomie $V = 9.9$ mag, po czym nastąpił łagodny spadek jasności kontynuowany do końca stycznia 2002, kiedy gwiazda osiągnęła jasność $V = 10.9$ mag. 1 lutego 2002 obserwacje pokazały, że obiekt pojaśniał do około $V = 8$ mag i wciąż zwiększał swoją jasność w tempie 0.1 mag na godzinę (Kimeswenger et al. 2002; Škoda et al. 2007). Maksymalna jasność wielkości $V = 6.8$ mag została osiągnięta 7 lutego 2002 (Henden 2007b), po czym nastąpił szybki spadek jasności o charakterze eksponencjalnym (na liniowej skali gęstości strumienia) o $\Delta V = 1.4$ mag w ciągu 18 dni. Gwiazda znowu zaczęła jaśnieć, osiągając tym razem lokalne maksimum 9 marca 2002 na poziomie $V = 7.1$ mag. Niewielki wzrost jasności nastąpił jeszcze 28 marca 2002, ale zaraz potem gwiazda zaczęła znacząco słabnąć, tak że jej jasność osiągnęła $V = 15$ mag około 13 maja 2002. Obiekt znalazł się w pobliżu Słońca i dalsza jego ewolucja nie mogła być śledzona aż do jesieni 2002 roku. Ten gwałtowny spadek jasności do 15 mag zakończył fazę *wybuchu* V838 Mon. Ewolucja obiektu po wybuchu będzie opisana w Rozdz. 2.1.4, a bardziej szczegółowy opis zmienności fotometrycznej V838 Mon w trakcie wybuchu znajduje się w Henden (2007b).

Przy znanej obecnie odległości 6 kpc do V838 Mon (Afşar & Bond 2007; Sparks et al. 2008, patrz też Rozdz. 2.3.3), w maksimum blasku gwiazda musiała osiągnąć poziom mocy promieniowania $\sim 10^6 L_{\odot}$ (Tylenda 2005; Sparks et al. 2008), będąc wtedy jedną z najjaśniejszych gwiazd Drogi Mlecznej.

Wybuch V838 Mon charakteryzował się zmiennymi w czasie indeksami barwy. Ewolucję obiektu w trzech barwach porównano na Rys. 1. W okresie *wstępnego pojaśnienia*, w trakcie którego obiekt został odkryty, określono $(B - V)$ na poziomie ~ 1.9 mag, podczas gdy

w maksimum blasku indeks ten spadł do ~ 1 mag; w trakcie gwałtownego spadku jasności definiującego koniec wybuchu w kwietniu 2002, obiekt stał się bardzo czerwony, tak że indeks barwy wzrósł do $(B - V) \approx 2.7$ mag. Porównując krzywe blasku w różnych barwach można dostrzec, że ostatni wybuch mający maksimum 28 marca 2002 widoczny jest najwyraźniej w podczerwonych pasmach $R_C I_C$ i prawie niedostrzegalny w pasmach UB .

Zmienny kolor w trakcie wybuchu związany jest ze zmieniającą się temperaturą świecącego obiektu (Tylenda 2005). Obserwacje spektroskopowe potwierdzają to spostrzeżenie (Munari et al. 2002a, 2007a). Tylenda (2005) zebrał obserwacje fotometryczne i spektroskopowe dla obiektu i przedstawił kompleksowo zmienną temperaturę efektywną obiektu w trakcie wybuchu (patrz też Munari et al. 2007a). Odsyłamy czytelnika do Rys. 2 w Tylenda (2005) w celu prześledzenia szczegółowej zmienności temperatury V838 Mon podczas wybuchu. Tutaj opiszemy tylko charakter zmian temperatury dla najważniejszych momentów na krzywej blasku V838 Mon za Tylenda (2005). W trakcie wstępnego pojaśnienia obiekt charakteryzował się temperaturami $T_{\text{eff}}=4500\text{--}5500$ K, typowymi dla typów widmowych G. W maksimum blasku (i w jego okolicach) temperatura przekroczyła nieznacznie 7000 K, co odpowiada wczesnym podtypom widmowym F. Po tej fazie nastąpił znaczny spadek temperatury, tak że na początku marca 2002 temperatura obiektu odpowiadała typom K. Spadek temperatury był kontynuowany poprzez wszystkie podtypy widmowe M, aż do osiągnięcia przez obiekt $T_{\text{eff}}=2000$ K, co nastąpiło pod koniec maja 2002, kiedy to gwiazda jednocześnie osiągnęła najmniejszą jasność w zakresie optycznym.

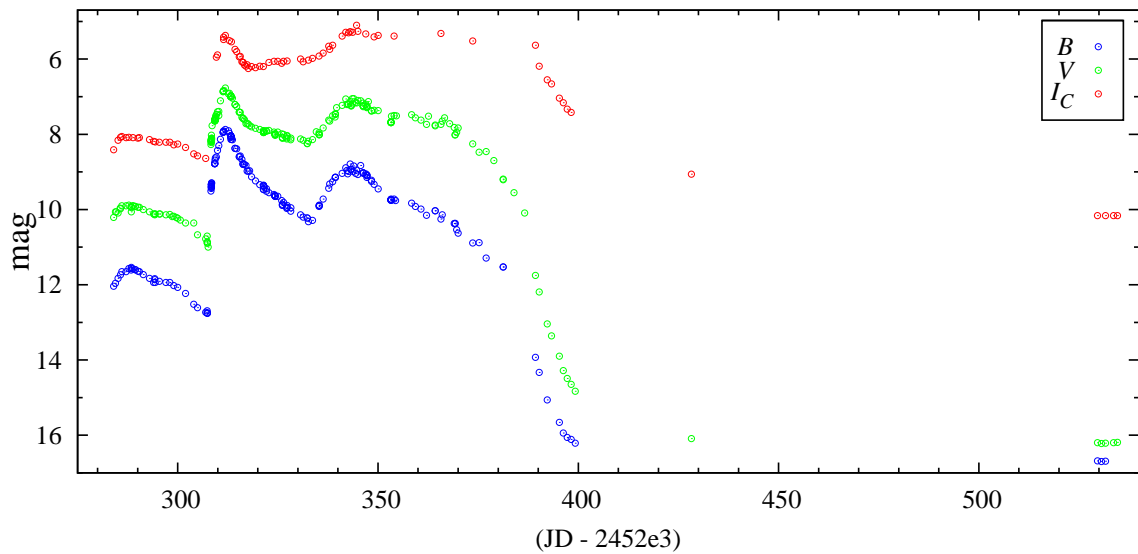
Jak pokazał Tylenda (2005), zmianom temperatury towarzyszyły dość spektakularne zmiany promienia obiektu (oryginalnie w pracy określone dla odległości 8 kpc). Przeskalowane do odległości 6 kpc rozmiary gwiazdy były rzędu $200 R_{\odot}$ we wstępnej fazie wybuchu i wzrosły do $\sim 2000 R_{\odot}$ w trakcie głównego wybuchu. W momencie osiągnięcia przez obiekt najniższej temperatury i jasności, promień był wciąż rzędu $1000 R_{\odot}$. Z uwagi na wielkie rozmiary, bardzo niską temperaturę i pewne podobieństwo cech widmowych V838 Mon do brązowych karłów w tej najchłodniejszej fazie, obiekt sklasyfikowano jako pierwszy obserwowany przypadek nadolbrzyma typu widmowego L (Evans et al. 2003).

Wraz z obniżeniem temperatury obiektu do wartości typowych dla pośrednich typów M (co nastąpiło przed połową kwietnia 2002, Henden et al. 2002), w widmie pojawiły się charakterystyczne pasma tlenków, głównie TiO i VO (np. Kolev et al. 2002), świadczące o tym, iż środowisko, gdzie pasma te powstają, jest tlenowe (tzn. względna zawartość węgla do tlenu w tym środowisku jest większa od jedności $C/O < 1$). Warto dodać w tym miejscu, że widma V838 Mon uzyskane w trakcie wybuchu nie zdradzały wyraźnych anomalii składu chemicznego materii względem składu Słońca. Kipper & Škoda (2007) wyznaczyli metaliczność obiektu na $[Fe/H] = -0.4$ i zauważyli nadobfitość litu.

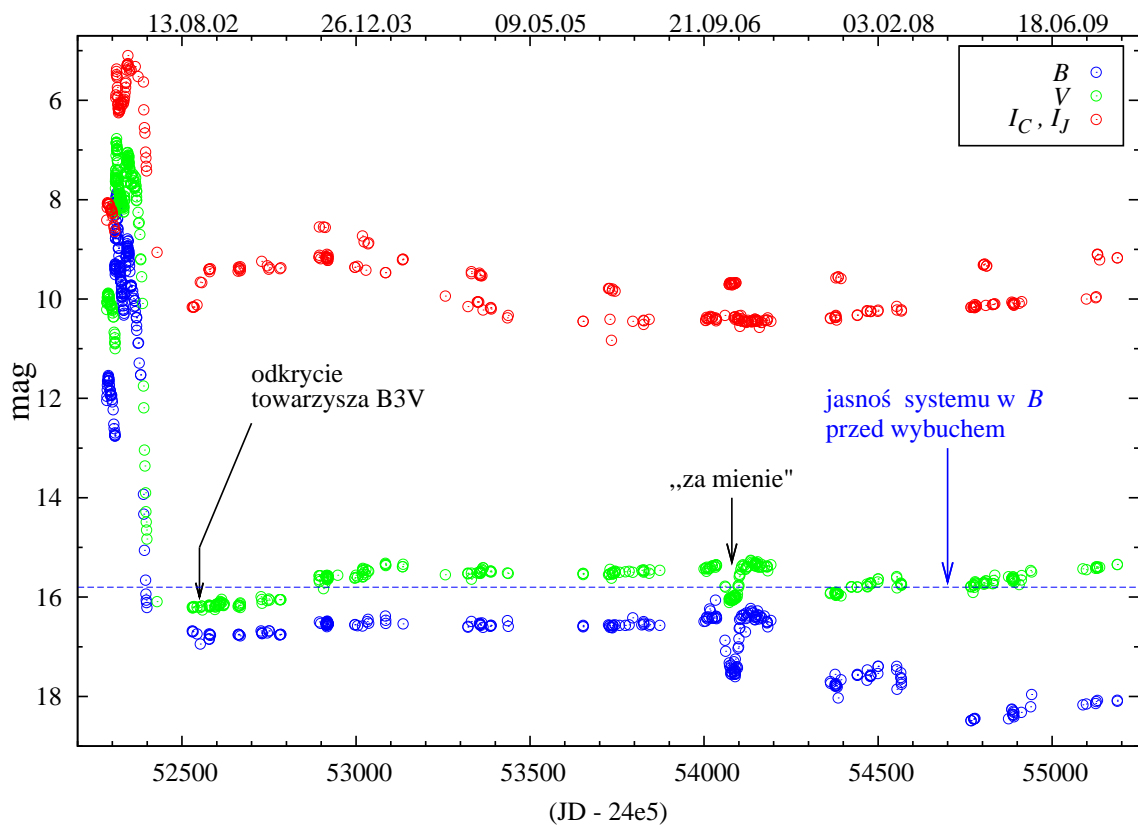
Obserwacje spektroskopowe od momentu odkrycia obiektu poprzez cały wybuch pokazywały obecność profili typu P-Cyg, które świadczyły o znacznej utracie masy. Prędkości wypływu śledzone w różnych systemach linii dawały wartości nie większe niż ~ 500 km s $^{-1}$, ale większość masy została prawdopodobnie utracona z prędkością 250–350 km s $^{-1}$ (por. Tylenda 2005; Crause et al. 2003). Po nieregularnym kształcie profili linii (np. Crause et al. 2003) można stwierdzić, że utrata masy nie miała charakteru sferycznie-symetrycznego. Do podobnej konkluzji prowadzić mogą obserwacje interferometryczne obiektu w podczerwieni wykonane prawie 3 lata po wybuchu (Lane et al. 2005). Nie ustalono dokładnie, jaka ilość materii została utracona w trakcie całego wybuchu. Próby oszacowanie całkowitej masy dają wartości w szerokim przedziale 0.0025–0.3 M_{\odot} (Tylenda 2005, Soker & Tylenda 2007a, oraz zamieszczone tam referencje).

2.1.2 Progenitor, towarzysz B3 V, oraz otoczenie V838 Mon

Po tym jak V838 Mon drastycznie zmniejszyła swą jasność oraz temperaturę, a obiekt stał się dostępny do obserwacji po koniunkcji ze Słońcem, tj. na jesieni 2002, w krótkofalowym za-



Rys. 1: Krzywe blasku V838 Mon w filtrach BVI_C dla wybuchu V838 Mon w 2002 roku. Dane pochodzą ze strony internetowej V. Goranskijego (<http://jet.sao.ru/~goray/v838mon.htm>), gdzie zebrano dane fotometryczne z różnych źródeł (por. Goranskij et al. 2007).



Rys. 2: Krzywe blasku V838 Mon w filtrach BVI od początku wybuchu do roku 2010. Dane pochodzą ze strony internetowej V. Goranskijego (<http://jet.sao.ru/~goray/v838mon.htm>), gdzie zebrano dane fotometryczne z różnych źródeł (por. Goranskij et al. 2007). Prezentowane pomiary w filtrze I zrobiono w systemach Cousinsa (I_C) i Johnsona (I_J) (wartości I_J są mniej liczne i znajdują się nieco powyżej krzywej wyznaczonej pomiarami I_C). Przerwaną linią zaznaczono poziom jasności układu gwiazd w barwie B zgodnie z wartością wyznaczoną z obserwacji archiwalnych.

kresie widma dostrzeżono obecność struktur typowych dla gorącej gwiazdy typu B (Desidera & Munari 2002; Wagner & Starrfield 2002). Obserwacje fotometryczne i spektroskopowe pokazały, że widmo widoczne w pasmach UB przypisać można gwiazdzie typu B3 V (Munari et al. 2002b, ale patrz dyskusja w Tylenda et al. (2005)). Na podstawie obserwacji Kosmicznym Teleskopem Hubble’a ustalono, że separacja między V838 Mon i gwiazdą B3 V jest mniejsza niż $0''.1$ (Munari et al. 2007a; Tylenda et al. 2005), co odpowiada 600 AU na odległości 6 kpc. Nie było jasne, czy odkryta gorąca gwiazda jest fizycznie związana z obiektem, który uległ erupcji na początku 2002 roku, czy jest tylko gwiazdą przypadkowo leżącą na linii widzenia ku V838 Mon. Dopiero w pracy Tylenda et al. (2009) pokazano, że gwiazda B3 V i V838 Mon tworzą fizycznie układ podwójny. Stwierdzenie to oparto na obserwacjach spektroskopowych z 2005 roku, w których widać ślady oddziaływania materii odrzuconej przez V838 Mon w 2002 roku z gorącą gwiazdą B3 V (patrz Rozdz. 2.1.4).

Afşar & Bond (2007) zidentyfikowali trzy inne gwiazdy typów widmowych B3–6 V, znajdujące się w polu wokół V838 Mon (tj. w promieniu $45''$ od V838 Mon). Gwiazdy te charakteryzują się podobnym poczerwienieniem międzygwiazdowym co V838 Mon i jej towarzysz, oraz znajdują się na podobnej prędkości radialnej (Munari et al. 2007a). Afşar & Bond (2007) postulują, że V838 Mon i zidentyfikowane gwiazdy B należą do gromady otwartej i wyznaczili odległość do tej gromady na $d=6.2\pm 1.2$ kpc. Wartość ta pozostaje w zgodzie z innymi wyznaczeniami odległości do V838 Mon (patrz dalej).

Dużo wysiłku włożono w ustalenie własności progenitora¹ V838 Mon. Obiekt został odnaleziony na płytach fotograficznych z Obserwatorium w Sonnenbergu i z Instytutu Astronomii w Sternbergu z lat 1928–1994 (Goranskij et al. 2004) oraz w kilku przeglądach nieba w zakresie optycznym i w bliskiej podczerwieni (Kimeswenger et al. 2002; Goranskij et al. 2004; Kimeswenger & Eyres 2006). Obserwacje te wskazują, że system był jasności $B \approx 15.8$ mag (por. Rys. 2) i nie ma przekonujących argumentów na znaczną zmienność obiektu przed wybuchem w 2002 roku. Tylenda et al. (2005) zebrali archiwalne pomiary jasności V838 Mon sprzed 2002, aby określić typ widmowy i klasę jasności obiektu przed erupcją w 2002 roku. Wyniki tej analizy są nieco uzależnione od założonej wielkości poczerwienienia międzygwiazdowego w kierunku obiektu, ale generalna konkluzja jest taka, że przed 2002 rokiem na pozycji V838 Mon znajdował się układ dwóch gwiazd o masach z zakresu 5–10 M_{\odot} . Sama V838 Mon była gwiazdą ciągu głównego typu B3–4 albo protogwiazdą o typie widmowym bliskim A0.5. Z analizy tej wynika również, że obiekt musiał być młody.

Wybuch gwiazdy V838 Mon stał się źródłem spektakularnego echa świetlnego, którego obecność świadczy o tym, że w pobliżu obiektu musi się znajdować materia rozproszona zawierająca pył. Echo świetlne V838 Mon będzie szczegółowo opisane w Rozdz. 2.3.1.

van Loon et al. (2004) na podstawie analizy obserwacji ekstrahowanych z przeglądów nieba o niskiej czułości i małej kątowej zdolności rozdzielczej, postulowali istnienie „szeregu” otoczek gazowo-pyłowych wokół obiektu, z których największa miałyby być widoczna w najniższym przejściu rotacyjnym CO i posiadać średnicę około 1° . Postulaty te spotkały się z krytyką (Tylenda et al. 2005), a Kamiński et al. (2007) przedstawili obserwacje w liniach CO o dużo lepszej jakości, które definitywnie zaprzeczyły istnieniu tej ogromnej struktury. Kamiński et al. (2007) przedstawili też głęboką mapę obszaru wokół V838 Mon o wielkości 3.4 stopni kwadratowych w niskich przejściach rotacyjnych CO, która pokazała obecność kilku obłoków molekularnych w obserwowanym obszarze, ale żaden z nich nie może być związany z V838 Mon ze względu na duże odległości kątowe od obiektu (tj. większe niż $40'$ czyli ~ 70 pc na odległości 6 kpc). Wyniki te potwierdziły wniosek wyciągnięty przez Tylenda et al. (2005) na podstawie analizy obrazów z satelity IRAS i katalogów obłoków międzygwiazdowych, że V838 Mon nie jest związana z żadnym *gęstym* (ciemnym) obłokiem międzygwiazdowym. W Kamiński et al. (2007) pokazano, że na pozycji gwiazdy istnieje emisja molekularna, która

¹z braku polskiego odpowiednika angielskiego terminu *progenitor*, oznaczającego tu obiekt, którym V838 Mon była przed wybuchem w 2002, pozostaniemy przy angielskim terminie.

może być rozciągnięta. Nie było jednak jasne, jakiego pochodzenia jest ta emisja. Jej prędkość radialna doskonale zgadzała się z prędkością radialną masera SiO przypisywanego V838 Mon (Deguchi et al. 2005, patrz też dalej) i wysunięto hipotezę, że może być to emisja z materii utraconej przez gwiazdę. Emisja ta jednak jest bardzo wąska (szerokość połówkowa wielkości 1 km s^{-1}), co sugerowało międzygwiazdowe pochodzenie świecącego gazu. Obserwacje te stały się bezpośrednią motywacją do dalszych badań emisji CO przedstawionych w niniejszej pracy.

2.1.3 Fizyczna interpretacja wybuchu i obiekty podobne do V838 Mon

Charakterystyka obserwacyjna wybuchu V838 Mon znacznie odbiega od jakiegokolwiek grupy klasycznych obiektów wybuchowych znanych astrofizyce. Zaproponowano szereg modeli na wyjaśnienie natury obiektu, wśród których wymienimy tylko kilka najpopularniejszych. Pierwsze interpretacje sugerowały, że V838 Mon jest gwiazdą nową (np. Iijima & Della Valle 2002). Szybko jednak okazało się, że jej ewolucja znacznie odbiega od spodziewanej dla klasycznych nowych. Munari et al. (2002a) zaproponował, że obiekt może należeć do nielicznej grupy obiektów typu FG Sge (nazywanych często po ang. *born again*), w przypadku których gwiazda post-AGB (po asymptotycznej gałęzi olbrzymów, ang. *asymptotic giant branch*) doświadcza rozbłysku helowego (tj. zaczyna palić hel). Lawlor (2005) z kolei zaproponował model, w którym V838 Mon byłaby obiektem typu FG Sge z dodatkowym epizodem akrecji mającym miejsce podczas błysku helowego. Soker & Tylenda (2003) zaproponowali wyjaśnienie erupcji, według którego progenitor V838 Mon uległ zderzeniu i zlaniu się z mało-masywną gwiazdą. Retter & Marom (2003) (patrz też Retter et al. 2006) rozważali podobny scenariusz, gdzie gwiazda przechodząca w stadium nadolbrzymia pochłania znajdujące się wokół niej planety. Różne modele wybuchu V838 Mon są krytycznie dyskutowane w pracy Tylenda & Soker (2006), za którą wymienimy tylko kilka głównych wniosków odnośnie dyskutowanych tam modeli wybuchu. Wiele z zaproponowanych modeli bazuje na założeniu, że V838 Mon jest obiektem wyewoluowanym (np. gwiazda AGB, post-AGB albo układ zwierający białego karła), co jest sprzeczne z opisanymi powyżej ustaleniami, co do natury progenitora V838 Mon. Część modeli zakłada, że wybuch był zasilany reakcjami termojądrowymi, co jest sprzeczne z obserwowaną ewolucją obiektu ku ekstremalnie niskim temperaturom. Erupcje wywołane reakcjami jądrowymi, jak w przypadku nowych czy obiektów FG Sge, prędzej czy później prowadzą do ujawnienia gorących obszarów obiektu o temperaturze rzędu 10^5 K . V838 Mon pozostaje do dziś chłodnym obiektem ($T_{\text{eff}} \approx 2500 \text{ K}$) (Kamiński et al. 2009; Tylenda et al. 2010), więc modele takie można wykluczyć. Dla produktów reakcji termojądrowych spodziewane są także pewne anomalie składu chemicznego materii, których nie stwierdzono w przypadku V838 Mon. Najbardziej obiecujące są „modele grawitacyjne”, gdzie energia wybuchu jest generowana w wyniku akrecji ciała o niewielkiej masie na progenitora V838 Mon. Model planetarny, który wymaga, aby na gwiazdę spadły przynajmniej trzy planety w niemal równym odstępnie czasu jednego miesiąca (Retter et al. 2006, 2007), wydaje się mało prawdopodobny, ale model kolizji i zlania się dwóch gwiazd zaproponowany przez Tylendę i Soker (Soker & Tylenda 2003; Tylenda & Soker 2006) zadowalająco tłumaczy dostępne obserwacje V838 Mon. W modelu tym progenitor V838 Mon o masie $5\text{--}10 M_{\odot}$ ulega zderzeniu z protogwiazdą o masie około $0.1\text{--}0.5 M_{\odot}$. Zderzenie prowadzi do zlania się gwiazd w jeden obiekt (ang. *merger*). Pochodzenie mało-masywnej protogwiazdy nie zostało określone, tj. mogła ona należeć do układu wielokrotnego razem z progenitorem V838 Mon i gwiazdą B3 V, ale mogła też ulec zderzeniu jako obiekt pochodzący z zewnątrz.

Istnieje kilka innych obiektów wybuchowych o podobnej charakterystyce obserwacyjnej co V838 Mon. Wszystkie te obiekty czasem nazywa się wspólnie *czzerwonymi nowymi* (ang. *red novae*), aby podkreślić ich szczególną cechę obserwacyjną, tj. ewolucję po wybuchu do bardzo niskich temperatur. Poza V838 Mon do grupy tej zaliczyć można dwa inne obiekty w Drodze Mlecznej, tj. V4332 Sgr, która uległa erupcji w 1994 roku (Martini et al. (1999), patrz też Kamiński et al. (2010) i zawarte tam referencje) oraz V1309 Sco, której eksplozję obserwowano

w 2008, a jej przynależność do czerwonych nowych wymaga jeszcze potwierdzenia (Mason et al. 2010). Obiekty podobne do V838 Mon obserwowano też w innych galaktykach. Pierwszy tego typu obiekt, M31 RV, był obserwowany w Galaktyce Andromedy w roku 1988 (Rich et al. 1989; Mould et al. 1990), a ostatnie lata przyniosły odkrycia jeszcze bardziej odległych obiektów tego typu: M85 OT2006–1 (Rau et al. 2007) oraz NGC 300 OT2008–1 (Kashi et al. 2010, i zawarte tam referencje).

2.1.4 Ewolucja V838 Mon po wybuchu do początku 2010 roku

Reprezentacyjne krzywe blasku V838 Mon od wybuchu do roku 2010 pokazano na Rys. 2. Po osiągnięciu najniższej jasności w pasmach optycznych zaraz po wybuchu, gwiazda zaczęła nieznacznie jaśnieć, najbardziej wyraźnie w zakresie czerwonym i bliskiej podczerwieni. Blask obiektu pozostawał stały w krótkofalowym paśmie U , który był zdominowany strumieniem od gwiazdy B3 V; dla pasma U jasność ustaliła się przy wartości 16.6 mag. Strumień w pasmach BV po niewielkim wzroście ustabilizował się do początku 2004 roku na poziomie $B=16.5$ mag oraz $V=15.5$ mag, podczas gdy na większych długościach fali obserwowano w tym czasie nieznaczny spadek strumienia. Spadek w pasmach RI trwał do połowy 2005 roku, a jasność zatrzymała się przy wartościach $R_C=13.3$ mag i $I_C=10.4$ mag. W takim stanie jasność gwiazdy pozostawała niemal niezmienna aż do października 2006, kiedy odnotowano szybki spadek jasności obiektu głównie w pasmach krótkofalowych (Bond 2006). Minimum zostało osiągnięte w połowie grudnia 2006 przy amplitudach $\Delta B=1.15$ mag, $\Delta V=0.55$ mag i $\Delta R_C=0.10$ mag (Munari et al. 2007b). Spadek jasności okazał się krótkotrwały i gwiazda wróciła do poprzednich jasności na początku stycznia 2007 roku (Munari et al. 2007b). W pierwszych doniesieniach o tym zjawisku interpretowano je jako efekt zaćmiewania (Munari et al. 2007b), albo pochłaniania gorącej gwiazdy przez chłodnego nadolbrzyma (Bond 2006). Szybko jednak się okazało, że po owym „zaćmieniu” nastąpiło kolejne osłabienie blasku gorącej gwiazdy, które było kontynuowane przynajmniej do początku 2010 roku (por. Goranskij & Barsukova 2008; Kolka et al. 2009). Blask obiektu spadł dużo poniżej amplitudy charakteryzującej „zaćmienie”; np. w pasmie B jasność spadła do wartości 18.4 mag. Pomiary jasności obiektu na skalach czasowych rzędu godzin pokazują nieregularną zmienność obiektu o amplitudzie nawet kilku mag (pasmo U) (H. Bond i V. Goranskij – prywatna komunikacja), która wskazuje na efekt przesłaniania gorącej gwiazdy przez rozproszoną i niejednorodną materię zawierającą pył (patrz dalej).

Jeszcze w 2005 roku zaobserwowano w widmie V838 Mon jaśniejące linie emisyjne, głównie należące do multipletów [FeII] i FeII (Barsukova et al. 2006; Kamiński et al. 2009). W 2006 roku obserwowano także silne emisje w liniach wodoru serii Balmera (Munari et al. 2007b). Emisje stały się szczególnie silne bezpośrednio przed „zaćmieniem” w październiku 2006 i były obserwowane jeszcze po „zaćmieniu” (Munari et al. 2007b), ale wkrótce potem zanikły (Goranskij & Barsukova 2008). Linie te nie mogły się formować w środowisku związanym z chłodnym nadolbrzymem, ponieważ jego temperatura była stanowczo za niska ($T_{\text{eff}}=2500$ K, Kamiński et al. 2009). Na podstawie szczegółowej analizy profili linii emisyjnych [FeII], Tylanda et al. (2009) zaproponowali interpretację pojawienia się tych stosunkowo wysoko wzbudzonych linii. Według nich emisja pochodziła z materii odrzuconej przez V838 Mon i zbliżającej się do towarzysza B3 V, którego promieniowanie jest w stanie fotojonizować FeI. W miarę zbliżania się materii do gorącej gwiazdy, fotojonizacji ulegały coraz większe obszary zajmowane przez tę materię, co dawało jaśniejące linie [FeII] i FeII. Kiedy do towarzysza dotarły bardziej gęste obszary odrzuconej materii, ich ekstynkcja spowodowała osłabienie blasku gwiazdy B3 V dając obserwowane „zaćmienie” i następujące po nim nieregularne zmiany blasku obiektu w krótkofalowym zakresie widma. Zaproponowana przez Tylanda et al. (2009) interpretacja obserwacji stanowi silny argument za fizycznym związkiem gwiazdy B3 V z obiektem, który uległ eksplozji w 2002 roku.

W widmach V838 Mon uzyskanych po wybuchu obserwuje się struktury widmowe, które

świadczą o wciąż trwającej silnej utracie masy przez gwiazdę (Munari et al. 2007a; Kamiński et al. 2009; Tyłenda et al. 2009, 2010). Prędkość graniczna wypływu określona została na $V_\infty=215 \text{ km s}^{-1}$ (Tyłenda et al. 2009). Jednocześnie obserwuje się też materię opadającą na gwiazdę (Tyłenda et al. 2009, oraz zamieszczone tam referencje). Wypływ obserwowany w liniach absorpcyjnych o różnej ekscytacji wskazuje na bardzo niejednorodny rozkład materii wzdłuż linii widzenia (Tyłenda et al. 2009, 2010). Wypływ ten jest zmienny na skalach czasowych rzędu kilku miesięcy (Tyłenda et al. 2010). Obserwowana charakterystyka wiatru może być związana ze zmiennym tempem utraty masy (Tyłenda et al. 2009). Nie jest jasne, co napędza wiatr V838 Mon.

23 lutego 2005 Deguchi et al. (2005) odkryli aktywność masera SiO na pozycji gwiazdy V838 Mon. Obecność masera można powiązać z najbliższym otoczeniem nadolbrzyma powstałego w trakcie wybuchu V838 Mon. Emisja maserowa została zarejestrowana w najniższym stanie rotacyjnym SiO $J=1-0$ dla stanów wibracyjnych $v=1$ i $v=2$ (częstości tych przejść to odpowiednio 43.12 GHz i 42.82 GHz). Centrum emisji znajduje się na prędkości $V_{\text{LSR}}=54 \text{ km s}^{-1}$ (V_{LSR} oznacza w całej tej pracy prędkość mierzoną względem Lokalnego Standardowego Układu Spoczynkowego, ang. local standard of rest), którą utożsamiać można z prędkością systemową nadolbrzyma w układzie V838 Mon. Obserwacje wskazują, że masera SiO nie było w kierunku V838 Mon w roku 2003, a regularne obserwacje źródła pokazały, że maser ten stale zwiększał swoją jasność w latach 2005–2006 (Deguchi et al. 2007; Claussen et al. 2007). W 2009 roku odkryto uaktywnienie się masera SiO w linii $J=2-1 v=1$ (86.243 GHz) (Deguchi et al. 2009), którego nie zarejestrowano wcześniej mimo głębokich integracji w tym przejściu. Pomimo prób nie udało się jak dotąd zarejestrować emisji maserów OH i H₂O z kierunku V838 Mon (Deguchi et al. 2007; Claussen et al. 2007, oraz prywatne kontakty).

W marcu 2008 przy użyciu teleskopu *XMM-Newton* udało się zarejestrować na pozycji V838 Mon źródło emisji rentgenowskiej (Antonini et al. 2009). Widmo źródła wskazuje na obecność dwóch komponentów emisyjnych o temperaturach 10^6 K i 10^7 K . Obserwacje powtórzone w styczniu 2010 przy użyciu teleskopu *Chandra* (Antonini et al. 2009) oraz wcześniejsze obserwacje z marca 2003 (Orio et al. 2003; Orio 2007) nie dały detekcji na pozycji V838 Mon, sugerując zmienność źródła odkrytego w 2008 roku. Pochodzenie wysokoenergetycznego promieniowania z kierunku V838 Mon może wiązać się z aktywnością magnetyczną obiektu powstałego na skutek zlania się gwiazd, zgodnie z przewidywaniami w Soker & Tyłenda (2007b).

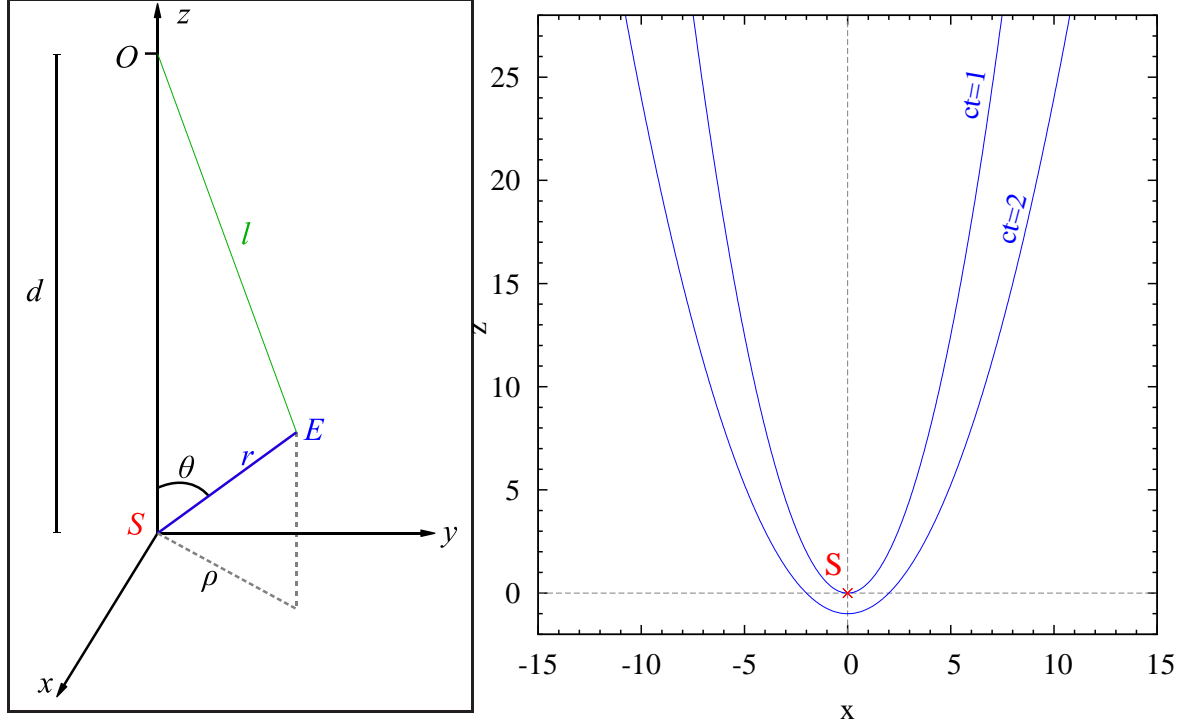
Jak już sygnalizowano powyżej, sama fotosfera obiektu, który uległ erupcji w 2002 roku, pozostaje bardzo chłodna aż do ostatnich dostępnych obserwacji z początku 2009 roku włącznie (Tyłenda et al. 2010). Od momentu końca wybuchu, kiedy to temperatura spadła do $T_{\text{eff}} \approx 2000 \text{ K}$ (Tyłenda 2005), obiekt ogrzał się tylko do temperatury około 2500–3000 K (Kamiński et al. 2009; Tyłenda et al. 2010). Otacza go materia o temperaturze kilkuset K, której pochodzenie jest prawdopodobnie związane z silnym wiatrem V838 Mon (Tyłenda et al. 2009).

2.2 Echo świetlne V838 Mon

Poniżej opisano szczegółowo zjawisko echa świetlnego, którego zrozumienie jest istotne dla wyników prezentowanych w niniejszej pracy. Zaprezentowano przykłady obserwowanych zjawisk tego typu. Opisano również szczegółowo echo samej V838 Mon.

2.2.1 Zjawisko echa świetlnego

Zjawisko echa świetlnego zostało szczegółowo opisane w szeregu artykułów, do których referencje podane zostaną na końcu tego rozdziału. Poniższy opis echa jest wzorowany głównie na pracach Tyłenda (2004) i Sugerman (2003).



Rys. 3: Lewy panel: konfiguracja układu źródło-observator-element rozpraszający, który został szczegółowo opisany w tekście. Prawy panel: geometria echa dla dwóch wymiarów w płaszczyźnie xz (rysunek za Tylanda 2004). Daleki obserwator znajduje się na górze.

Powstanie echa świetlnego wymaga istnienia źródła światła o zmiennej jasności (dającego rozbłysk) i ośrodka pyłowego, który będzie rozpraszał impuls światła związany ze zmiennością źródła w kierunku obserwatora. W wyniku skończonej prędkości światła i faktu, że rozproszone promieniowanie ma do przebycia dłuższą drogę optyczną niż światło docierające bezpośrednio ze źródła do obserwatora po linii prostej, to rozproszone promieniowanie dociera do obserwatora *później* niż impuls światła od samego źródła. Taki „zapóźniony” sygnał nazwano echem poprzez analogię do zjawiska akustycznego. Echo można traktować jako specjalny przypadek mgławicy refleksyjnej oświetlanej zmiennym w czasie źródłem promieniowania.

Rozważmy sytuację przedstawioną schematycznie na lewym panelu Rys. 3. Niech płaszczyzna xy jest płaszczyzną nieba, oś z jest skierowana w kierunku obserwatora, a źródło S znajduje się w początku układu współrzędnych xyz . Obserwator O znajduje się w odległości d od źródła. W odległości $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ od źródła znajduje się element rozpraszający E (powiedzmy obłok pyłu). Jego odległość rzutowana na płaszczyznę nieba wynosi $\rho = r \sin \theta$. Załóżmy teraz, że źródło wysyła sygnał świetlny w momencie $t_0 = 0$, który jest rejestrowany przez obserwatora w momencie t_S , a który rozproszony przez element E dociera do obserwatora w momencie późniejszym $t_E > t_S$. Jeśli przez l oznaczyć odległość elementu E od obserwatora O , gdzie $l = \sqrt{x^2 + y^2 + (d - z)^2}$, to można zapisać, że

$$ct = d + r + l = d + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} + \sqrt{x^2 + y^2 + (d - z)^2}, \quad (1)$$

przy czym zauważmy, że $d = ct_S$. Równanie (1) jest równaniem elipsoidy, w której ogniskach znajdują się obserwator O i źródło S . Równanie to ma następującą ważną interpretację: jeśli zamiast pojedynczego elementu rozpraszającego mamy sytuację, gdzie materia pyłowa wypełnia całą przestrzeń, to (zakładając, że dochodzi tylko do pojedynczych rozproszeń) promieniowanie odbierane przez obserwatora w momencie t_E może w ogólności pochodzić od pyłu znajdującego się na elipsie opisanej równaniem (1). Ujmując to jeszcze inaczej można napisać, że elipsoida jest powierzchnią, która daje rozproszone promieniowanie o takim samym

zapóźnieniu czasowym. W większości sytuacji astrofizycznych odległości elementów rozpraszających od źródła są bardzo małe w porównaniu z odległością źródło–obserwator i można dokonać uproszczenia, że $l = d - z$. Upraszcza to równanie (1) do postaci

$$x^2 + y^2 = (ct)^2 + 2zct, \quad (2)$$

co jest równaniem paraboloidy ze źródłem S w ognisku. Dla ułatwienia dalszego wywodu zredukujemy rozważaną sytuację do dwóch wymiarów robiąc cięcie wzdłuż płaszczyzny xz . Równanie (2) redukuje się wtedy do równania paraboli

$$z = \frac{x^2}{2ct} - \frac{ct}{2}, \quad (3)$$

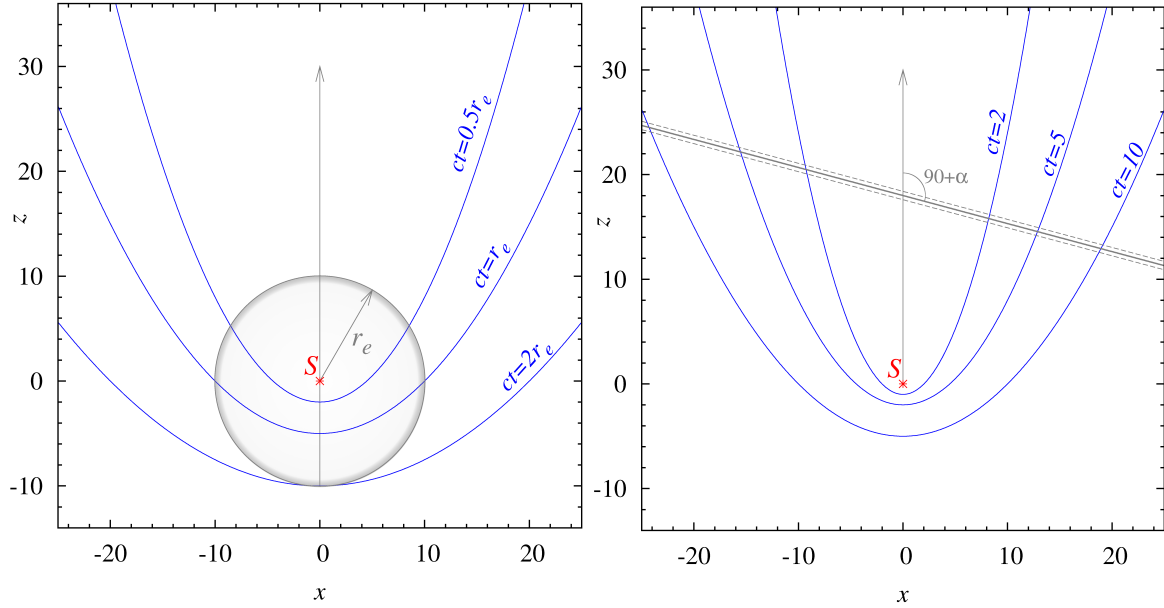
które jest czasem nazywane *równaniem echa*. Dla odległego obserwatora rozproszony impuls światła rejestrowany w danym momencie t może pochodzić tylko z obszarów przecinanych opisaną wyżej parabolą (paraboloidą w trzech wymiarach).

Zajmiemy się teraz zmianami echa w czasie z perspektywy obserwatora. Jeśli źródło wyemitowało bardzo krótki błysk światła w momencie $t_0 = 0$, to obserwator zobaczy w momentach $t = 1/c$ oraz $t = 2/c$ pył rozświetlony echem na paraboloidach odpowiadających odpowiednio $ct=1$ oraz $ct=2$. Zilustrowano to dla dwóch wymiarów na prawym panelu Rys. 3. W rzeczywistych sytuacjach długość trwania impulsu emitowanego przez źródło będzie trwała pewien skończony okres czasu. Rozproszony sygnał odbierany przez obserwatora pochodzić będzie wtedy z obszarów zawartych pomiędzy dwiema parabolami odpowiadającymi momentom początku i końca impulsu. Jeśli błysk trwał od momentu $t = 1/c$ do $t = 2/c$, obserwator w momencie $t = 2/c$ będzie widział pył zawarty *pomiędzy* parabolami dla $ct=1$ oraz $ct=2$. Rozważmy jeszcze sytuację, kiedy błysk światła rozpoczął się w chwili $t_0 = 0$ i trwał do momentu $t = 1/c$, a obserwator dokonuje obserwacji w momencie końca błysku $t = 1/c$. Zobaczy wtedy pył zawarty wewnątrz paraboloidy dla $ct=1$. Analogicznie, jeśli błysk trwa jeszcze dłużej, powiedzmy od $t_0 = 0$ do $t = 2/c$, a obserwator dokonuje obserwacji w momentach $t = 1/c$ i $t = 2/c$, to zobaczy pył zawarty wewnątrz paraboloid dla odpowiednio $ct=1$ oraz $ct=2$. Zobaczy więc pozorny efekt ekspansji echa. Zwróćmy uwagę, że z czasem najefektywniej (tj. w sensie penetrowanej objętości w czasie) oświetlane są obszary przed źródłem (tj. dla $z > 0$), natomiast bardzo słabo penetrowane są obszary za źródłem.

Wygląd echa i charakter jego zmian w czasie będzie znacząco zależał od rozkładu pyłu wokół źródła. Z astrofizycznego punktu widzenia można wydzielić dwie charakterystyczne, ale znacznie wyidealizowane sytuacje: (*i*) kiedy pył skupiony jest w obrębie sferycznej otoczki wokół źródła oraz (*ii*) kiedy mamy do czynienia z płasko-równoległą warstwą materii. Te dwie sytuacje analizujemy poniżej za pracą Tylenda (2004).

Zmiany wyglądu echa dla sferycznej otoczki przedstawiono schematycznie na lewym panelu Rys. 4. Niech sferyczna otoczka ma promień r_0 . Dla odległego obserwatora echo pojawia się na pozycji źródła w momencie $t=0$, przyjmuje formę pierścienia o rosnącym promieniu, aż do osiągnięcia przez niego rozmiarów r_0 w momencie $t = r_0/c$. Do tego momentu echo ukazywało otoczkę znajdującą się przed źródłem (w sensie $z > 0$). Po osiągnięciu rozmiaru r_0 pierścień pomniejsza swój promień ukazując tylną półkulę otoczki. Wreszcie echo maleje do rozmiarów punktu i znika w momencie $t = 2r_0/c$. Ekspansja echa zaczyna się z nieskończoną prędkością w momencie $t=0$, po czym spada aż do wartości zero w momencie $t = r_0/c$, po którym następuje kontrakcja echa z prędkością rosnącą od zera, aż do nieskończoności w momencie zaniku echa. Pokreślmy, że prędkość echa może być nadświetlna w pewnych fazach jego ewolucji.

Rozważmy teraz płasko-równoległą warstwę pyłu znajdującą się między źródłem i obserwatorem, tak że warstwa przecina linię widzenia na $z = z_0$, a normalna tej płaszczyzny tworzy kąt α z linią widzenia. Dla ułatwienia założmy takie położenie warstwy, że $\alpha < 90^\circ$. Przykład takiej warstwy pokazano na prawym panelu na Rys. 4. Dla błysku o skończonej długości echo powstające na warstwie pyłu ma znowu postać pierścienia o rosnącym promieniu, ale o



Rys. 4: Geometria echa dla dwóch rozpatrywanych w tekście rozkładów pyłu: sferycznej otoczki o promieniu r_e (lewy panel) i płasko-równoległej warstwy (prawy panel). Obserwator znajduje się u góry.

migrującym w czasie środku. Jeśli warstwa leży w płaszczyźnie nieba, środek pierścienia pozostaje nieruchomy. Prędkość ekspansji echa jest nadświetlna, poza szczególnym przypadkiem dla $z_0 = 0$ oraz $\alpha = 0$, kiedy to echo ekspanduje z prędkością światła.

Rozpatrywane dwa przypadki echa powstającego w warstwie pyłu i na sferycznej otoczce można dość łatwo rozróżnić, jeśli wykona się kilka obserwacji echa w różnych epokach jego ewolucji. Dysponując tylko jedną obserwacją można łatwo te dwa przypadki pomylić, bo obydwa dają echo w postaci pierścienia. Nadświetlna prędkość ekspansji echa pozwala odróżnić je od innych zjawisk (np. od odrzutu materii, etc.) związanych z obserwowanym źródłem, ale prędkość ta może być określona tylko, jeśli wcześniej znana jest odległość do źródła.

Zjawisko echa zostało opisane w szeregu artykułów naukowych. Prawdopodobnie pierwszy poprawnie opisał to zjawisko Couderc (1939) jako wyjaśnienie „łuków” światła obserwowanych wokół Nowej Persei 1901. Ciekawy i bardzo kompleksowy opis obserwacyjnych aspektów echa świetlnych wokół źródeł astrofizycznych znajduje się w pracy Sugerman (2003). Tylanda (2004) poza opisem zjawiska prezentuje symulacje wyglądu echa dla kilku przykładów rozkładu materii wokół źródła. Patat (2005) oraz Patat et al. (2006) kompleksowo badają wpływ echa świetlnych na obserwacje supernowych. Również w kontekście obserwacji supernowych opisano zjawiska echa w pracy Chevalier (1986). Dużo miejsca poświęcono też tej problematyce przy okazji analizy echa świetlnych obserwowanych wokół SN 1987A, np. Chevalier & Emmering (1988), Emmering & Chevalier (1989) oraz Xu et al. (1994).

Jasność echa (w przybliżeniu pojedynczego rozproszenia)

Przedyskutujemy teraz niektóre aspekty obserwacyjne echa. Poza opisanymi wyżej kwestiami geometrycznymi, echo jest zjawiskiem trudnym do analizy poprzez skomplikowane własności optyczne rozpraszającego ośrodka. W naszym opisie ograniczymy się do przypadków, kiedy rozproszenia następują na ziarnach pyłu. Efektywność ziarna na rozproszenie zależy od jego składu chemicznego, kształtu, rozmiarów, długości rozpraszanej fali oraz kąta rozproszenia. Zanim przystąpimy do opisu wpływu tych czynników na wygląd echa, krótko opiszemy ważne dla tego problemu własności pyłu.

Pył występujący w środowiskach astrofizycznych ma pewien rozkład wielkości ziaren a ,

który dla ośrodka międzygwiazdowego najczęściej przybliżany jest funkcją rozkładu typu

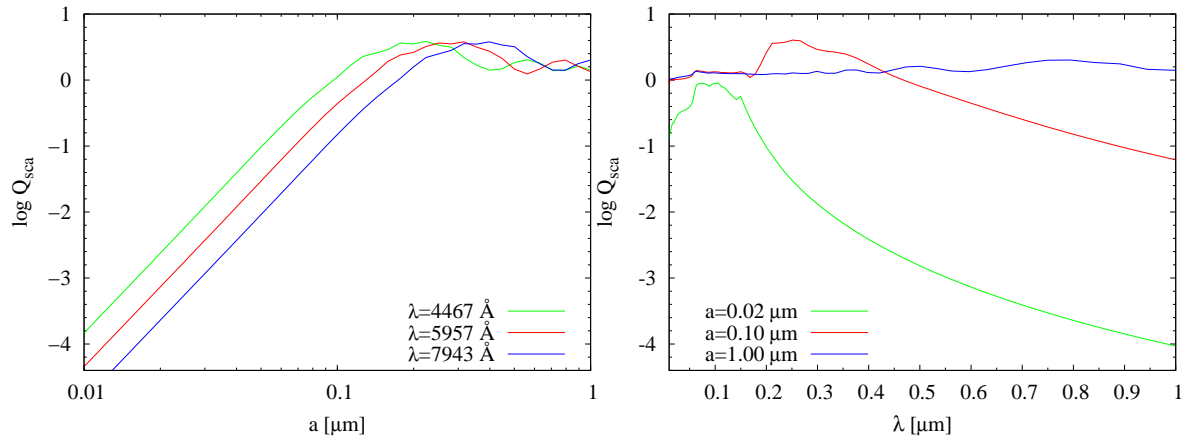
$$dn_{\text{gr}} = A_0 n_{\text{H}} a^{-3.5} da \quad (4)$$

(Mathis et al. 1977), gdzie n_{gr} jest gęstością liczbową ziaren o promieniu $\leq a$, A_0 jest czynnikiem normalizującym, natomiast n_{H} jest gęstością liczbową jąder wodoru w obłoku zawierającym pył. Rozkład ten zazwyczaj ogranicza się do pewnego zakresu rozmiarów ziaren; np. Weingartner & Draine (2001) pokazali, że dla ośrodka międzygwiazdowego Galaktyki istotne są tylko ziarna o rozmiarach $5 \cdot 10^{-4} - 1.0 \mu\text{m}$. Aby wyjaśnić obserwowany przebieg ekstynkcji z długością fali oraz pewne dyskretne struktury spektroskopowe pochodzące od pyłu, ustalono, że w ośrodku międzygwiazdowym znajdują się co najmniej dwie „populacje” ziaren o różnym składzie materiałowym. Ziarna krzemianowe, tj. zbudowane ze złożonych molekuł krzemianowych o strukturze amorficznej, dominują wśród ziaren dużych, a ich rozkład jest zbliżony do danego równaniem (4). Najliczniejsze wśród ziaren małych są za to ziarna węglowe, których skład oparty jest o związki węglowodorów aromatycznych (często nazywanych PAHami od ang. polycyclic aromatic hydrocarbons), a dla większych ziaren z tej grupy głównym składnikiem jest węgiel w postaci grafitu. Własności optyczne pyłu międzygwiazdowego są takie, że promieniowanie optyczne najefektywniej rozpraszane jest przez ziarna duże (patrz dalej) i dlatego ważniejsza dla dalszej dyskusji jest obecność dużych ziaren krzemianowych w ośrodku międzygwiazdowym.

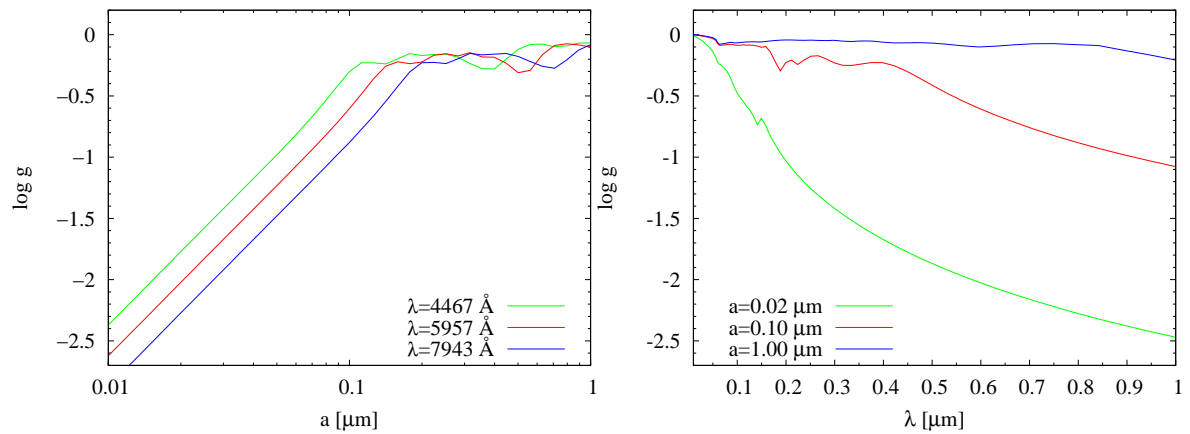
Własności optyczne pojedynczego ziarna pyłu zależą od jego od składu, kształtu i rozmiarów. W ogólności można te własności określić rachunkowo na podstawie funkcji dielektrycznej rozpraszającej drobiny, przy czym znalezienie funkcji dielektrycznej nie jest zadaniem trywialnym (patrz np. Krügel 2008). Najpopularniejsze wyznaczenia tego typu zostały wykonane wysiłkami Bruce’a Draine’a i jego współpracowników (patrz np. Draine & Lee 1984; Laor & Draine 1993). Własności optyczne drobin pyłu w zakresie widzialnym zostały określone dla ziaren o kształcie sferycznym, w *przybliżeniu dyskretnego dipola* i w ramach teorii Mie. Odpowiednie dane policzono dla „astro-krzemianów”, które odpowiadają funkcji dielektrycznej określonej dla MgFeSiO_4 o gęstości $\rho = 3.3 \text{ g cm}^{-3}$; analogiczne obliczenia zrobiono też dla pyłu węglowego. Zdolność pyłu na rozpraszanie parametryzowana jest przekrojem czynnym na rozpraszanie $C_{\text{sca}} = Q_{\text{sca}} \sigma_{\text{geo}}$, gdzie Q_{sca} jest współczynnikiem efektywności (efektywnością) rozproszenia, natomiast $\sigma_{\text{geo}} = \pi a^2$ jest przekrojem geometrycznym ziarna. W całej niniejszej pracy Q_{sca} wyrażać będziemy na cząstkę pyłu. Pełne tabelaryczne dane dla różnych rozmiarów ziaren i długości fal są opublikowane na stronie internetowej B. Draine’a². Na Rys. 5 pokazano przykładowe przebiegi wartości Q_{sca} w funkcji rozmiaru ziaren dla długości fali 4500 Å, 6000 Å i 8000 Å (są to długości fal w tabelach B. Draine’a najbliższe centralnym długościom fal trzech szerokopasmowych filtrów kamer na pokładzie Kosmicznego Teleskopu Hubble’a) oraz przebieg Q_{sca} od długości fali dla wybranych rozmiarów ziaren 0.02 μm , 0.1 μm i 1 μm . Z prezentowanych wykresów widać, że efektywność rozpraszania bardzo silnie zależy od rozmiaru ziaren dla $a \lesssim 0.2 \mu\text{m}$, a dla ziaren większych jest niemal stałą funkcją rozmiaru przy wartości bliskiej 1.5 dla całego zakresu widzialnego. Ziarna małe, tj. dla $a < 0.1 \mu\text{m}$, bardzo słabo rozpraszają promieniowanie. Z prawego panelu na Rys. 5 widać, że zależność Q_{sca} od długości fali w zakresie optycznym jest bardzo słaba dla ziaren największych i bardzo stroma ($\propto \lambda^{-4}$) dla ziaren bardzo małych, przy czym w przypadku tych najmniejszych ziaren najefektywniej rozpraszane są fale krótkie. Dla ziaren mniejszych niż długość rozpraszanej fali, rozpraszanie ma charakter rayleighowski, tzn. $Q_{\text{sca}} \propto \lambda^{-4}$.

Rozpraszanie promieniowania przez ziarna międzygwiazdowe ma jeszcze jedną ważną charakterystykę, mianowicie anizotropię. Niech θ jest kątem rozproszenia, tj. kątem pomiędzy nadchodzącym promieniem a promieniem rozproszonym. Charakterystykę kątową rozproszenia dla promieniowania w zakresie optycznym opisuje funkcja fazowa rozpraszania $\Phi(\lambda, a)$,

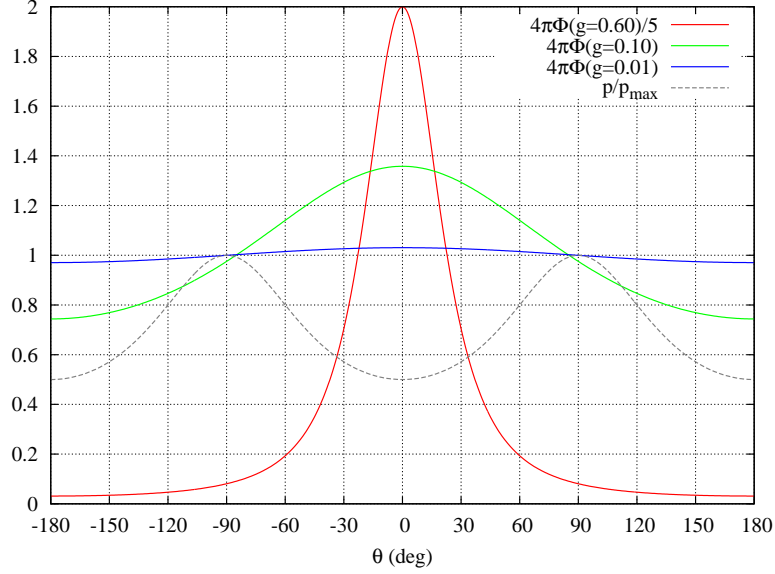
²<http://www.astro.princeton.edu/~draine/dust>



Rys. 5: Przykładowe przebiegi współczynnika efektywności na rozpraszanie Q_{sca} dla ziarna krzemianowego jako funkcji rozmiaru ziarna (lewy panel) i długości fali (prawy panel). Dane pochodzą ze strony internetowej B. Draine'a (patrz też Laor & Draine 1993).



Rys. 6: Przykładowe przebiegi współczynnika anizotropii $g = \langle \cos \theta \rangle$ dla ziarna krzemianowego jako funkcji rozmiaru ziarna (lewy panel) i długości fali (prawy panel). Dane pochodzą ze strony internetowej B. Draine'a (patrz też Laor & Draine 1993).



Rys. 7: Liniami ciągłymi przedstawiono zależność nieunormowanej funkcji fazowej Henyeya-Greensteina, $4\pi\Phi(\theta)$, dla trzech wartości współczynnika asymetrii rozpraszania g . Dla większej czytelności rysunku wartość funkcji $4\pi\Phi(\theta)$ dla $g=0.6$ jest przeskalowana o czynnik $1/5$. Przerywaną linią przedstawiono prawo Rayleigha na stopień polaryzacji przez rozproszenie.

której przebieg zależy od rozmiaru ziarna. Klasyczna jej postać została sformułowana w pracy Henyey & Greenstein (1941) (ale patrz też Draine 2003a)

$$\Phi(\theta, a) = \frac{1 - g^2}{4\pi[1 + g^2 - 2g \cos \theta]^{3/2}}, \quad (5)$$

gdzie $g = \langle \cos \theta \rangle$ jest współczynnikiem asymetrii rozpraszania i ma sens średniej wartości $\cos \theta$ po wszystkich kątach. Dla $g=1$ mamy rozpraszanie *do przodu* (ang. forward scattering), dla $g=0$ rozpraszanie ma charakter izotropowy, natomiast dla $g=-1$ rozpraszanie następuje *do tyłu* (ang. backscattering). Zauważmy, że $\Phi(\theta)$ zostało powyżej zdefiniowane tak, że ilość promieniowania w pełnym kącie bryłowym jest zachowana (stąd czynnik normalizujący 4π), tj.

$$\int_{4\pi} \Phi(\theta) d\Omega = 1. \quad (6)$$

Wartość współczynnika g dla danego rodzaju ziarna jest obliczona z jego funkcji dielektrycznej i została też policzona w modelach pyłu B. Draine'a. Przykładowe przebiegi wartości współczynnika g od długości fali i od rozmiaru ziaren pokazano na Rys. 6. Dla dużych ziaren, powiedzmy $a \gtrsim 0.2 \mu\text{m}$, współczynnik g jest dość płaską funkcją rozmiarów ziaren i dla zakresu widzialnego przyjmuje wartości w zakresie około 0.6–0.8, czyli duże ziarna rozpraszają promieniowanie głównie *do przodu*. Dla mniejszych ziaren promieniowanie jest rozpraszane niemal izotropowo. Dla ziaren o ustalonej wielkości, promieniowanie czerwone jest rozpraszane bardziej izotropowo niż niebieskie, ale efekt ten jest marginalny dla dużych ziaren.

Na Rys. 7 prezentujemy przebieg nieunormowanej funkcji fazowej Henyeya-Greensteina dla trzech wartości współczynnika g . Widać na nim wyraźnie, że duże ziarna charakteryzowane przez $g=0.6$ rozpraszają efektywnie promieniowanie do przodu do małego kąta bryłowego.

Przedstawiona powyżej charakterystyka rozpraszania promieniowania przez ziarna międzygwiazdowe ma zasadnicze znaczenie dla zrozumienia obrazów echa świetlnego. Zauważmy, że dla danego momentu czasu, elementy echa (leżące na paraboloidzie) w dużej kątowej odległości od źródła, albo – równoważnie – na dużych z , rozpraszają promieniowanie przy małych kątach rozpraszania, podczas gdy elementy echa położone w okolicy źródła rozpraszają przy

bardzo dużych kątach θ . W wyniku charakterystycznej kierunkowości rozpraszania na pyłe, efektywniej rozpraszać będą więc obszary w górnej części ramion paraboli, niż te znajdujące się bliżej ogniska. Problem ten opisujemy bardziej szczegółowo poniżej poprzez określenie formuły na jasność powierzchniową echa.

Jeśli źródło w trakcie trwania błysku miało światłość $L_*(\lambda, t)$, to do elementu echa w odległości r od źródła dociera strumień $L_*(\lambda, t)/(4\pi r^2)$. Rozproszony w kierunku obserwatora strumień będzie modyfikowany własnościami optycznymi pyłu. Dla pojedynczego rozmiaru ziaren a strumień rozproszony w elemencie objętości $dV=dx dy dz$ odbierany przez obserwatora na odległości d można zapisać jako

$$dF_{\text{sca}}(\lambda, t, a, \theta) = \frac{L_*(\lambda, t)}{4\pi d^2 r^2} n_{\text{H}} f(a) Q_{\text{sca}}(\lambda, a) \sigma_{\text{geo}}(a) \Phi(\lambda, a, \theta) dx dy dz, \quad (7)$$

gdzie $f(a) = n_{\text{gr}}/n_{\text{H}}$ określa ułamek gęstości liczbowej ziaren o rozmiarach $(a, a+da)$ do gęstości liczbowej wodoru. Weźmiemy dalej $dz=\Delta z$, którą to wielkość interpretujemy jako „grubość” warstwy rozpraszającej znajdującej się pomiędzy paraboloidami początku i końca błysku. Dzielnosc promieniowania wygodnie jest zastąpić odbieranym strumieniem, jako wielkością mierzalną, przy czym $L_*(\lambda, t) = 4\pi d^2 F_*(\lambda, t)$. Dla wygody przyjmujemy, że jasność źródła w trakcie błysku nie zmieniała się znacząco i zależny od czasu strumień $F_*(\lambda, t)$ można zastąpić wartością średnią $\langle F_*(\lambda) \rangle$. Zauważmy jeszcze, że jasność powierzchniową B_{sca} można zdefiniować jako spełniającą równanie

$$\int B_{\text{sca}} \frac{dx dy}{d} = \int dF_{\text{sca}}. \quad (8)$$

Mamy stąd

$$\begin{aligned} B_{\text{sca}}(\lambda, t, a, \theta) &= \frac{4\pi d^4 \langle F_*(\lambda) \rangle}{4\pi d^2 r^2} n_{\text{H}} f(a) Q_{\text{sca}}(\lambda, a) \sigma_{\text{geo}}(a) \Phi(\lambda, a, \theta) \Delta z \\ &= \frac{d^2 \langle F_*(\lambda) \rangle}{r^2} n_{\text{H}} f(a) Q_{\text{sca}}(\lambda, a) \sigma_{\text{geo}}(a) \Phi(\lambda, a, \theta) \Delta z. \end{aligned} \quad (9)$$

Chcąc uwzględnić rozpraszanie od całej populacji ziaren o pełnym rozkładzie rozmiarów w zakresie $a_{\text{min}} \leq a \leq a_{\text{max}}$, zapiszemy

$$B_{\text{sca}}(\lambda, t, \theta) = \frac{d^2}{r^2} \langle F_*(\lambda) \rangle n_{\text{H}} \Delta z \int_{a_{\text{min}}}^{a_{\text{max}}} f(a) Q_{\text{sca}}(\lambda, a) \sigma_{\text{geo}}(a) \Phi(\lambda, a, \theta) da. \quad (10)$$

Jasność elementów echa nie jest więc prostą funkcją lokalnych gęstości materii, ale złożoną relacją wynikającą z paraboloidalnej geometrii echa (zależność od r i z) i anizotropii rozpraszania na pyłe. Zauważmy, że znalezione formuły można zastosować do obliczenia gęstości materii echa, albo – jeśli gęstość materii jest znana – do określenia własności optycznych rozpraszającego pyłu.

Metoda wyznaczania odległości do źródła na podstawie obserwacji echa

Obserwacje echa świetlnego pozwalają na wyznaczenie odległości geometrycznej do źródła. Analiza zwykłych obrazów echa pozwala tylko na oszacowanie dolnego limitu na odległość geometryczną, co zasada się na spostrzeżeniu, że echo niemal zawsze ekspanduje z prędkością nadświetlną (poza szczególnym przypadkiem opisanym powyżej). Zmierzone tempo ekspansji zewnętrznego brzegu echa po porównaniu go do prędkości światła daje dolny limit na odległość.

Do pełnego określenia odległości geometrycznej niezbędne są obserwacje polarymetryczne echa. Metodę wyznaczania odległości geometrycznej na podstawie obserwacji polarymetrycznych echa opracował Sparks (1994, 1996). Opiera się ona na spostrzeżeniu, że elementy echa

rozpraszające promieniowanie źródła pod kątem $\theta=90^\circ$ charakteryzują się najsilniejszą liniową polaryzacją³. Niezależnie od geometrii rozkładu rozpraszającej materii elementy te muszą dokładnie leżeć w płaszczyźnie nieba (tj. dla $z=0$), a ich ekspansja odbywa się z prędkością światła. (Oczywiście warunkiem koniecznym zastosowania metody jest, aby przynajmniej część rozpraszającego ośrodka znajdowała się w płaszczyźnie nieba $z=0$.) Jeśli moment rozpoczęcia błysku produkującego echo jest dokładnie znany, wtedy odległość geometryczną do źródła d można wyznaczyć z wielkości katowej pierścienia maksymalnej polaryzacji echa. Promień katowy można wyrazić formułą

$$\phi = \frac{ct}{d} = 126 \frac{t/\text{yr}}{d/\text{kpc}} \text{ arcsec.} \quad (11)$$

Odległość można łatwo wyznaczyć również w sytuacji, kiedy nie jest znany dokładnie czas emisji błysku. Wymagane są wtedy obserwacje dla co najmniej dwóch epok w ewolucji echa, tak aby możliwe było określenie tempa ekspansji pierścienia maksymalnej polaryzacji. Musi bowiem zachodzić równość

$$d \frac{d\phi}{dt} = c. \quad (12)$$

Mimo swej prostoty metoda polarymetryczna jest bardzo wymagająca pod względem obserwacyjnym, gdyż obserwowane echa są zazwyczaj bardzo słabe i tym słabszy jest rejestrowany sygnał w obserwacjach polarymetrycznych. Dodatkowo rozkład materii wokół źródła nie musi być jednorodny i zamiast pierścienia polaryzacji obserwowany może być tylko jego fragment. Jak dotąd metodę udało się zastosować tylko dla dwóch obiektów, tj. dla echa supernowej SN1991T w galaktyce NGC4527 (Gromada Galaktyk w Pannie) (Sparks et al. 1999) i dla V838 Mon (Sparks et al. 2008), przy czym tylko w tym drugim wypadku metodę udało się zastosować w pełnej jej formie (patrz Rozdz. 2.3.3).

Przybliżenie pojedynczego rozproszenia, ekstynkcja

W powyższych opisach oraz w całym niniejszym opracowaniu zakłada się stosowalność *przybliżenia pojedynczego rozproszenia*, tj. że promieniowanie docierające do obserwatora ulega tylko jednemu rozproszeniu w obrębie echa; do tego zakładano, że absorpcja w obrębie echa jest zanedbywana. Kiedy jednak grubość optyczna pyłu staje się większa od jedności efekt wielokrotnych rozproszeń i absorpcji w obrębie echa staje się istotny, a wprowadzony wyżej opis zjawiska echa zawodzi. Chevalier (1986) oszacował, że nawet przy grubościach optycznych pyłu wielkości $\tau_\lambda \sim 0.3$ jasność echa jest o 10–20% mniejsza, niż gdyby zaniechać efekty absorpcji i wielokrotnego rozproszenia. Wielokrotne rozproszenia powodują też poczerwienienie i depolaryzację promieniowania (Patat 2005). Mimo tych problemów większość prac poświęconych echem świetlnym nie wychodzi poza przybliżenie pojedynczego rozproszenia.

Zjawiska stowarzyszone z echem rozproszonym: echo termiczne i odparowanie ziaren pyłu

Rozpraszanie nie jest jedynym zjawiskiem do jakiego dochodzi, kiedy błysk światła oświetla okoliczny obłok pyłowy. Ziarna pyłu mogą w ogólności również *absorbować* fotony błysku. Zaabsorbowany foton rozgrzewa ziarno, które chłodząc się, staje się źródłem promieniowania termicznego odpowiadającego temperaturze ziarna. Reemisja promieniowania po absorpcji fotonu jest niemal natychmiastowa, więc geometria zjawiska jest analogiczna do echa rozproszeniowego: odbierane przez odległego obserwatora promieniowanie termiczne w momencie

³Dla ścisłości dodajmy, że kąt rozpraszania dający największą polaryzację zależy od rozmiarów ziaren i ich składu (funkcji dielektrycznej). Dla ziaren uważanych za typowe dla ośrodka międzygwiazdowego, kąt rozproszenia dający maksymalną polaryzację liniową powinien być bliski 90° [Krügel (2008), patrz też dyskusja w Sparks et al. (2008)].

obserwacji pochodzi z obszarów pomiędzy paraboloidami początku i końca błysku. Temperatura pyłu będzie zależała od własności absorpcyjnych ziaren, widma promieniowania źródła w trakcie błysku oraz odległości ziarna pyłu od źródła. Własności emisyjne pyłu będą z kolei decydowały o jasności echa. Zauważmy od razu, że w przeciwieństwie do rozpraszania emisja termiczna pyłu ma charakter izotropowy, więc analiza rozkładu przestrzennego promieniowania termicznego pyłu jest mniej złożona niż dla promieniowania rozproszonego.

Efektywność ziaren na absorpcję jest największa w zakresie ultrafioletowym, więc tylko energetyczne błyski mogą efektywnie podgrzewać pył. Temperatura pyłu będzie w większości wypadków dużo mniejsza niż temperatura źródła i dla interesujących nas sytuacji astrofizycznych większość promieniowania termicznego pyłu będzie wyświecana w zakresie podczerwieni i dalekiej podczerwieni (ale patrz niżej). Z tego powodu opisane zjawisko często nazywane jest w literaturze *echem podczerwonym*. W niniejszym opracowaniu jednak zjawisko to nazywać będziemy ogólniej *echem termicznym*.

Jeśli promieniowanie błysku jest bardzo energetyczne, a materia pyłowa znajduje się w niewielkiej odległości od źródła, temperatura pyłu może osiągnąć wysokie wartości, powiedzmy rzędu 10^3 K, tak, że zasadne staje się pytanie, czy ziarno ma szansę przetrwać energetyczne napromieniowanie. Bardzo wysokie temperatury mogą prowadzić do odparowania ziaren pyłu. Dla ziaren krzemianowych o rozmiarze a , Lefevre (1979) znalazł formułę określającą zmianę wielkości ziaren w czasie na skutek ogrzania ziarna do temperatury T_d i odparowywania materiału z jego powierzchni (wzór za Emmering & Chevalier 1989)

$$\frac{da}{dt} = -(1.46 \cdot 10^{13} \mu\text{m s}^{-1}) \left(\frac{T_d}{1000 \text{ K}} \right)^{-1/2} \exp \left[- \left(60.6 - \frac{0.0281}{a/0.1 \mu\text{m}} \right) \left(\frac{T_d}{1000 \text{ K}} \right)^{-1} \right]. \quad (13)$$

Ziarno o początkowym rozmiarze $0.1 \mu\text{m}$ rozgrzane do temperatury 1500 K jest całkowicie odparowywane w ciągu ~ 300 s, ale jeśli temperatura ziarna wynosi 1000 K, ma one szansę przetrwać $4 \cdot 10^4$ lat. W kontekście zjawiska echa, kiedy rozważamy krótkie pojaśnienia źródła, błysk musi być bardzo energetyczny, aby móc odparować ziarna w krótkim czasie. Zjawisko to może mieć miejsce w przypadku niektórych supernowych (Draine & Salpeter 1979). Wówczas ziarna są odparowywane do pewnego charakterystycznego promienia, wewnątrz którego pozostaną bardzo małe ziarna, albo pył zostanie zupełnie zniszczony. Zauważmy, że w obszarze takim nie będzie możliwe zarejestrowanie echa rozproszeniowego.

2.3 Echa świetlne w astrofizyce

Poniżej prezentujemy kilka przykładów ech świetlnych obserwowanych zarówno w naszej Galaktyce, jak i daleko poza nią. Echa świetlne doskonale nadają się zarówno do badania źródeł rozpraszanego promieniowania, jak i do badania samej materii pyłowej wywołującej rozproszenia. W poniższym opisie starano się podkreślić te użyteczne aspekty zjawiska echa świetlnego.

Galaktyczne echa świetlne

Pierwszym odkrytym echem świetlnym były łuki obserwowane wokół Nowej Persei 1901. Charakterystyczne łuki pierwszy dostrzegł Ritchey (1901), a Kapteyn (1901) zaproponował, że powstają one jako odbite światło wybuchu nowej. Potwierdzono to obserwacyjnie poprzez zrobienie widma łuków, które ukazało widmo nowej w trakcie wybuchu (Perrine 1903). Nie rozpoznano jednak od razu pełnej specyfiki zjawiska i błędnie zakładając, że echo ekspanduje z prędkością światła, wyznaczono odległość do obiektu, która nie zgadzała się z innymi wyznaczeniami. Dopiero 38 lat po wybuchu Nowej Persei 1901 Couderc (1939) wprowadził w pełni poprawny opis zjawiska echa świetlnego i opis ten jest stosowany do dziś.

Ciekawy przykład występowania zjawiska echa związany jest z długookresową cefeidą RS Pup. Posiada ona mgławicę refleksyjną złożoną z materii utraconej przez tę wyewoluowaną

gwiazdę. Zmienna jasność gwiazdy związana z pulsacjami wywołuje zmienną jasność podstruktur mgławicy. Przypadek RS Pup jest o tyle ciekawy, że czas „przejścia” echa wywołanego pojedynczym pulsem jest dłuższy od okresu zmian blasku, w konsekwencji czego w danym momencie czasu na obrazach mgławicy widać echa związane z całym szeregiem pulsów. Analiza obrazów takiego echa jest bardzo złożona (patrz Sugerman 2003). Mimo to, Kervella et al. (2008) podjęli się próby wyznaczenia odległości geometrycznej do gwiazdy. Wybrali kilka elementów echa, których okres zmienności jest taki sam jak gwiazdy i monitorowali ich jasność przez kilka okresów. Poprzez określenie odległości kątowej tych elementów od źródła oraz pomiar zapóźnień fazowych w ich krzywych blasku względem krzywej blasku RS Pup, określili oni odległość do obiektu z dokładnością 1%. Jeśli ten wynik jest prawdziwy, byłby najdokładniejszym w historii astronomii wyznaczeniem odległości do odległego ciała niebieskiego; dodatkowo przez fakt, że ciałem tym była cefeida, dokładność kalibracji całej drabiny odległości astronomicznych zostałaby znacząco polepszona. Wyniki opublikowane w Kervella et al. (2008) zostały jednak słusznie skrytykowane w pracy Bond & Sparks (2009), gdzie autorzy pokazują szereg błędnych założeń w metodzie zastosowanej do wyznaczenia odległości do RS Pup. Tylko metoda polarymetryczna pozwoliłaby na oszacowanie odległości geometrycznej do tego ciekawego obiektu. Feast (2008) wykorzystał dane z Kervella et al. (2008) do odtworzenia struktury mgławicy refleksyjnej wokół RS Pup przyjmując odległość do gwiazdy wyznaczoną z relacji okres–jasność.

Echa wokół „współczesnych” supernowych

Echa świetlne stały się w ostatniej dekadzie bardzo modnym tematem zwłaszcza w kontekście badań nad supernowymi i ich najbliższym otoczeniem. Jest to szczególnie ważny aspekt badań nad supernowymi typu Ia, których pochodzenie nie jest ostatecznie rozwiązane (dwie konkurujące teorie to zderzenia i koalescencja dwóch białych karłów vs. eksplozja pojedynczego białego karła po przekroczeniu granicznej masy Chandrasekhara w wyniku akrecji materii z towarzysza). Echa pozwalają na tomografię otoczenia supernowej, co z kolei pozwala określić pochodzenie znajdującej się tam materii i w ten sposób możliwe jest określenie pewnych cech progenitora supernowej. Dodatkowo możliwe jest badanie własności pyłu w innych galaktykach. Inny kierunek badań wiąże się z potrzebą uwzględnienia obecności echa wokół niektórych odległych supernowych, ponieważ echo, które nie jest rozdzielone, sprawia, że w krzywych blasku widać zarówno sygnał słabnącej supernowej, jak i zapóźniony sygnał z epok wcześniejszych odbity przez pył. Echa wokół supernowych doczekały się szczegółowego opisu teoretycznego (np. Patat 2005; Patat et al. 2006; Sugerman 2003; Chevalier 1986, i zebrane tam referencje), ale tylko kilka zjawisk tego typu udało się zaobserwować; są nimi echa wokół czterech supernowych typu Ia: 1991T (Sparks et al. 1999), 1995E (Quinn et al. 2006; Damke et al. 2006), 1998bu (Cappellaro et al. 2001) i 2006X (Wang et al. 2008; Crotts & Yourdon 2008), oraz trzy kolejne wokół supernowych typu II: 1987A (patrz niżej), 1993J (Sugerman & Crotts 2002; Liu et al. 2003) i 2003gd (Sugerman 2005; Van Dyk et al. 2006).

Szczególnym przypadkiem echa jest to obserwowane wokół supernowej SN1987A, które przed odkryciem echa V838 Mon było najlepiej zbadanym zjawiskiem tego typu. W przypadku SN1987A należy mówić o wielu echach, ponieważ zjawisko to następowało na wielu różnych obłokach pyłowych (czasem jednocześnie). Pierwsze echo zostało odkryte w latach 80., kilka minut łuku od pozycji gwiazdy i było związane z materią przy-gwiazdową, a dalsza ewolucja echa ujawniała kolejne obłoki materii międzygwiazdowej w obrębie znanego obszaru powstawania gwiazd 30 Doradus. Echa świetlne związane z SN1987A są obserwowane do dziś (Rest et al. 2005). Xu et al. (1995) oraz Xu & Crotts (1999) przeprowadzili kompleksową analizę obrazów echa i podjęli się odtworzenia trójwymiarowej struktury rozpraszającego ośrodka międzygwiazdowego. Znalaziono kilka różnych „warstw” materii przecinających linię widzenia ku SN1987A, m.in. zidentyfikowano strukturę wielkiego „bąbla” o promieniu około 1 kpc w obszarze 30 Doradus. W pracach Crotts et al. (1995) i Sugerman et al. (2005) skupiono się z

kolei na analizie rozkładu materii w najbliższej okolicy supernowej, tj. do odległości około 30 lat świetlnych. W ostatniej z wymienionych prac w pełni odtworzono trójwymiarowy rozkład pyłu w bipolarnej i asymetrycznej strukturze otaczającej obiekt, co daje możliwość badania historii utraty masy progenitora tej ważnej supernowej.

Echa historycznych supernowych

Bardzo interesujące są badania ech supernowych dziesiątki–setki lat po ich wybuchu. Błysk supernowych jest na tyle jasny, że może produkować jasne echa w ośrodku międzygwiazdowym nawet wieki, jeśli nie tysiące lat po eksplozji gwiazdy. Współczesne instrumenty pozwalają dostrzec takie echa historycznych eksplozji w Drodze Mlecznej i najbliższych galaktykach (Obłoki Magellana), ale kwestią czasu pozostaje rozszerzenie programów badawczych na dalsze galaktyki.

Pierwsze odkrycie tego typu echa wiąże się z projektem SuperMACHO w latach 2004–2001, którego celem było monitorowanie obiektów zmiennych w Wielkim Obłoku Magellana poprzez fotometrię różnicową. Po kilku latach trwania projektu przypadkowo odkryto ekspandujące łuki, które szybko zinterpretowano jako echa świetlne (Rest et al. 2005). Ich ekspansja pozwoliła określić położenia źródeł błysków i okazały się one być zlokalizowane w pobliżu (kilka sekund łuku) młodych pozostałości po supernowych w Wielkim Obłoku Magellana. Supernowe te eksplodowały kilkaset lat temu, a na podstawie widm rentgenowskich udało się określić, że były to supernowe typu Ia. Ekspansja odkrytych ech również wskazuje, że ich źródła eksplodowały kilkaset lat temu, ale dokładne wartości nie mogą być określone ze względu na nieznaną inklinację rozpraszających warstw pyłu. Ważnym potwierdzeniem związku obserwowanych ech z młodymi pozostałościami po supernowych stały się obserwacje spektroskopowe wybranych elementów jednego z ech, przypisywanego supernowej odpowiedzialnej za SNR 0509–67.5. Na podstawie widm samego tylko echa autorzy odkrycia mogli stwierdzić, że supernowa będąca źródłem echa była typu Ia, co zgadza się z niezależnymi ustaleniami co do natury eksplozji w SNR 0509–67.5 (Rest et al. 2008a).

Echa świetlne zostały także zaobserwowane dla dwóch historycznych supernowych w naszej Galaktyce (Rest et al. 2008b), tj. SN 1572 (supernowa Tychona Brahego) i supernowej związanej z obiektem Cassiopeia A (dalej Cas A), której wybuch nastąpił około roku 1671. Tym razem echa zostały odkryte dzięki dedykowanym do tego celu obserwacjom. Te „stare” galaktyczne echa złożone są z grup łuków aniżeli z pierścieni, a typowa wielkość pojedynczego łuku to $10''$. Te łukowe struktury są rozsiane na połaci nieba o promieniu $\sim 20^\circ$. Dzięki znanym w miarę dokładnie odległościom i datom wybuchu supernowych, można dobrze określić położenie rozpraszających chmur pyłu względem supernowych. Przyszłe polarymetryczne obserwacje tych ech (część materii może znajdować się w płaszczyźnie $z=0$) pozwoli jeszcze dokładniej określić odległość do pozostałości po supernowych.

Echo związane z pozostałością Cas A jest także obserwowane w podczerwieni. Obserwacje Kosmicznym Teleskopem Spitzera na $24 \mu\text{m}$ pokazały ekspandujące echo o promieniu około $20''$ (Krause et al. 2005). Nazemne obserwacje pokazały też odpowiednik znalezionego echa na $2.2 \mu\text{m}$, a dalsze obserwacje w szerokim zakresie długości fal pokazały, że ekspandujące struktury mają rozkład energii typowy dla termicznej emisji ciepłego pyłu. Jest to zatem *echo termiczne*. Autorzy odkrycia zauważają, że echo to nie musi być związane z wybuchem supernowej, ale ze zmiennością gwiazdy neutronowej ukrytej we wnętrzu Cas A.

Chyba najbardziej spektakularne obserwacje ech związanych z historycznymi supernowymi, to obserwacje spektroskopowe elementów echa. Obserwacje te są bardzo wymagające jeśli chodzi o stopień zaawansowania technik obserwacyjnych, ale pozwalają uzyskać widmo supernowej, która wybuchła nawet kilkaset lat temu! Interpretacja widm nie jest łatwa, ponieważ rejestrowane widmo jest promieniowaniem odbitym od całej warstwy, albo kilku warstw materii, które odpowiadają różnym etapom na krzywej blasku supernowej. Aby móc ekstrahować widmo supernowej w maksimum blasku wymagane są zaawansowane procedury analizy

widma (Rest et al. 2010a). Krause et al. (2008b) udało się uzyskać widmo elementu echa przypisywanego supernowej Tychona Brahego i poprzez porównanie go do zestawu widm znanych supernowych udało im się stwierdzić, że była to standardowa supernowa typu Ia. Wcześniej natura eksplozji tej supernowej nie była dobrze określona. Jak już wspomniano wyżej, analogiczne obserwacje spektroskopowe wykonano dla echa we Wielkim Obłoku Magellana dla SNR 0509–67.5 i również określono typ supernowej jako Ia (Rest et al. 2008a). Krause et al. (2008a) określili tą samą metodą obiekt związany z Cas A jako supernową typu IIb.

Jeszcze ciekawsze są wyniki obserwacji echa wybuchu Cas A opublikowane w Rest et al. (2010b). Na podstawie obserwacji spektroskopowych kilku łuków echa położonych na różnych kątach pozycyjnych względem pozostałości po supernowej, udało się stwierdzić, że wybuch musiał być asymetryczny. Np. dla dwóch różnych kierunków linie $H\alpha$ i $HeI\ \lambda 5876$ różnią się w szerokościach o $\sim 4000\text{ km s}^{-1}$. Kierunki charakteryzowane szybszym wypływem dobrze korelują się z bogatym w żelazo wypływem obserwowanym w obszarze pozostałości po supernowej. Jest sytuacją absolutnie wyjątkową w astronomii móc zobaczyć wybuch z różnych kątów widzenia.

Inne astrofizyczne echa

Echa świetlne były dyskutowane jako zjawisko mogące wyjaśnić przebieg (niektórych) krzywych blasku poświat błysków gamma (ang. gamma-ray bursts) (Reichart 2001) oraz zmienności fotometrycznej kwazarów w zakresie optycznym (de Diego et al. 1998). Co ciekawe, enigmatyczny obiekt nazywany Hanny’s Voorwerp (Obiekt Hanny) znaleziony w ramach projektu *Galaxy Zoo*, został uznany za echo świetlne pobliskiego kwazara IC2497 (Lintott et al. 2009). Zjawiska analogiczne do ech świetlnych i związane z aktywnymi jądrami galaktyk są też obserwowane w zakresie ultrafioletowym (Mason et al. 2002) i rentgenowskim (np. Muno et al. 2007; Sunyaev & Churazov 1998). Zjawiska tego typu mają potencjał ujawnienia historii aktywności jader galaktyk, nawet w okresie, gdy samo jądro nie jest już aktywne.

Interesującą ciekawostką jest, że łuki świetlne obserwowane w masywnych gromadach galaktyk – o których dziś wiemy, że są efektem soczewkowania grawitacyjnego – przez pewien czas rozważano jako potencjalne manifestacje ech świetlnych (np. Braun & Milgrom 1989). W pracy Katz & Jackson (1988) pokazano jednak, że interpretacja łuków jako echa świetlne nie jest słuszna.

Interesujący pomysł związany ze zjawiskiem echa świetlnego wysunął Sholomitskii (1997). Zaproponował on metodę pomiaru gęstości materii barionowej dla radioźródeł o dużym przesunięciem ku czerwieni opartą na obserwacjach polarymetrycznych zjawiska analogicznego do echa świetlnego na falach radiowych długości 20–30 cm. Pomysł ten nie doczekał się jak dotąd realizacji.

2.3.1 Echo świetlne V838 Mon

2.3.2 Obserwacje echa w zakresie optycznym i w bliskiej podczerwieni

Echo wokół V838 Mon zostało odkryte 17 lutego 2002 w filtrze U , jeszcze w trakcie głównego wybuchu gwiazdy (Henden et al. 2002; Henden 2007a). Pierwsze obrazy echa z lutego i marca 2002 wykonane 1-metrowym teleskopem przy słabych warunkach *seeingu* pokazywały dysk emisji na pozycji gwiazdy. Dopiero obrazy z końca marca i kwietnia 2002 pokazały wyraźnie, że echo ma postać pierścienia z wyraźną dziurą w środku. Te pierwsze obserwacje pokazały również, że jasność echa bardzo szybko maleje z czasem. Ekspansję echa wyznaczono na $0''.54$ na dobę i jego rozmiary osiągnęły $27''$ 23 marca 2002.

Od momentu odkrycia echo wokół V838 Mon było wielokrotnie obserwowane przez teleskopy naziemne w zakresie optycznym (Munari et al. 2002a; Crause et al. 2005; Henden 2007a; Santander-García & Corradi 2007; Liimets et al. 2007) i bliskiej podczerwieni (Fukushi et al. 2007; Henden 2007a). W pierwszych tygodniach echo było na tyle jasne, że było dostępne

dla instrumentów amatorskich. Szybko słabnąca jasność echa sprawiła, że przestało być ono praktycznie dostępne do obserwacji naziemnych w drugiej połowie 2007 roku.

W trakcie ewolucji echa wykonano jego obserwacje spektroskopowe (Tomov et al., prywatna wymiana informacji) oraz obrazowanie w filtrach wąskopasmowych (np. $H\alpha$, [OIII], PAH $3.28 \mu\text{m}$) (Henden 2007a). Obserwacje te przekonują, że widoczna wokół V838 Mon ekspandująca mgławica nie świeci własnym światłem, ale jest światłem głównego wybuchu V838 Mon. Opublikowane obserwacje naziemne echa sięgają aż po pasma JHK_s pośredniej podczerwieni; Fukushi et al. (2007) na podstawie polarymetrii stwierdzili, że echo obserwowane w tych pasmach w 2006 ma charakter rozproszony.

Najbardziej spektakularne obrazy echa zrobiono jednak przy użyciu Kosmicznego Teleskopu Hubble'a (HST), którego zdolność rozdzielcza pozwala dostrzec szczegóły rozkładu materii echa. Pierwszą obserwację przeprowadzono 30 kwietnia 2002, ostatnią 13 maja 2010, przy czym publicznie dostępne są tylko dane do stycznia 2009 roku. Obserwacje HST wykonywano przynajmniej raz w roku poza rokiem 2003, kiedy echa nie obserwowano w ogóle. Do obrazowania użyto głównie kamery ACS (Advanced Camera for Surveys), poza kilkoma datami, kiedy po awarii ACS trzeba było użyć WFPC2 (Wide Field Planetary Camera 2). Kolorowe kombinacje obrazów z różnych filtrów dla wszystkich dat do 2006 roku przedstawiono na Rys. 8 (patrz też Rys. 9, Rys. 22 i rysunki w Załączniku B). Reprodukowane w papierowej wersji obrazy nie są w stanie oddać pełnej natury obserwowanych w echu struktur. Kierujemy czytelnika do elektronicznych wersji obrazów z HST⁴ oraz złożonych w ciąg czasowy animacji tych obrazów⁵.

Ewolucja echa śledzona na obrazach optycznych przebiegała następująco (patrz Rys. 8): Początkowo echo miało formę szerokiego pierścienia z wyraźną dziurą w środku i wyraźnym zewnętrznym brzegiem. Mniej więcej w połowie 2002 roku echo posiadało jeszcze formę szerokiego pierścienia, ale w jego obrębie pojawiły się nieregularne przerwy, wewnętrzna dziura przybrała niesymetryczny kształt (najbardziej rozległa stała się w kierunku północno-zachodnim), ale zewnętrzny brzeg zachował kolisty kształt. Dalsza ewolucja echa pokazywała coraz bardziej złożone struktury, tak, że zdefiniowanie zewnętrznego brzegu echa stawało się coraz trudniejsze. Morfologia echa w późnych epokach obserwacji jest bardzo złożona: na obrazach HST widać nieregularne pasma, wiry, kolumny, itp. Carlqvist (2005) na obrazach z drugiej połowy 2002 roku dostrzegł strukturę podwójnej spirali, której oś wskazuje pozycję V838 Mon.

Kolorowe kombinacje obrazów echa uzyskane przez HST w 2002 roku w filtrach F435W, F606W i F814W pokazują dość charakterystyczną „tęczę” przy zewnętrznym brzegu pierścienia (patrz Rys. 9): najbardziej zewnętrzne obszary są niebieskie, wewnątrz znajduje się pierścień biało-żółtego światła, wewnątrz którego z kolei znajduje się pierścień czerwony. Kolorowy brzeg echa wiąże się ze zmianami temperatury V838 Mon podczas głównego wybuchu (Tylenda 2004); początek wybuchu charakteryzował się względnie wysoką temperaturą, podczas gdy jego koniec wiązał się z drastycznym spadkiem temperatury obiektu.

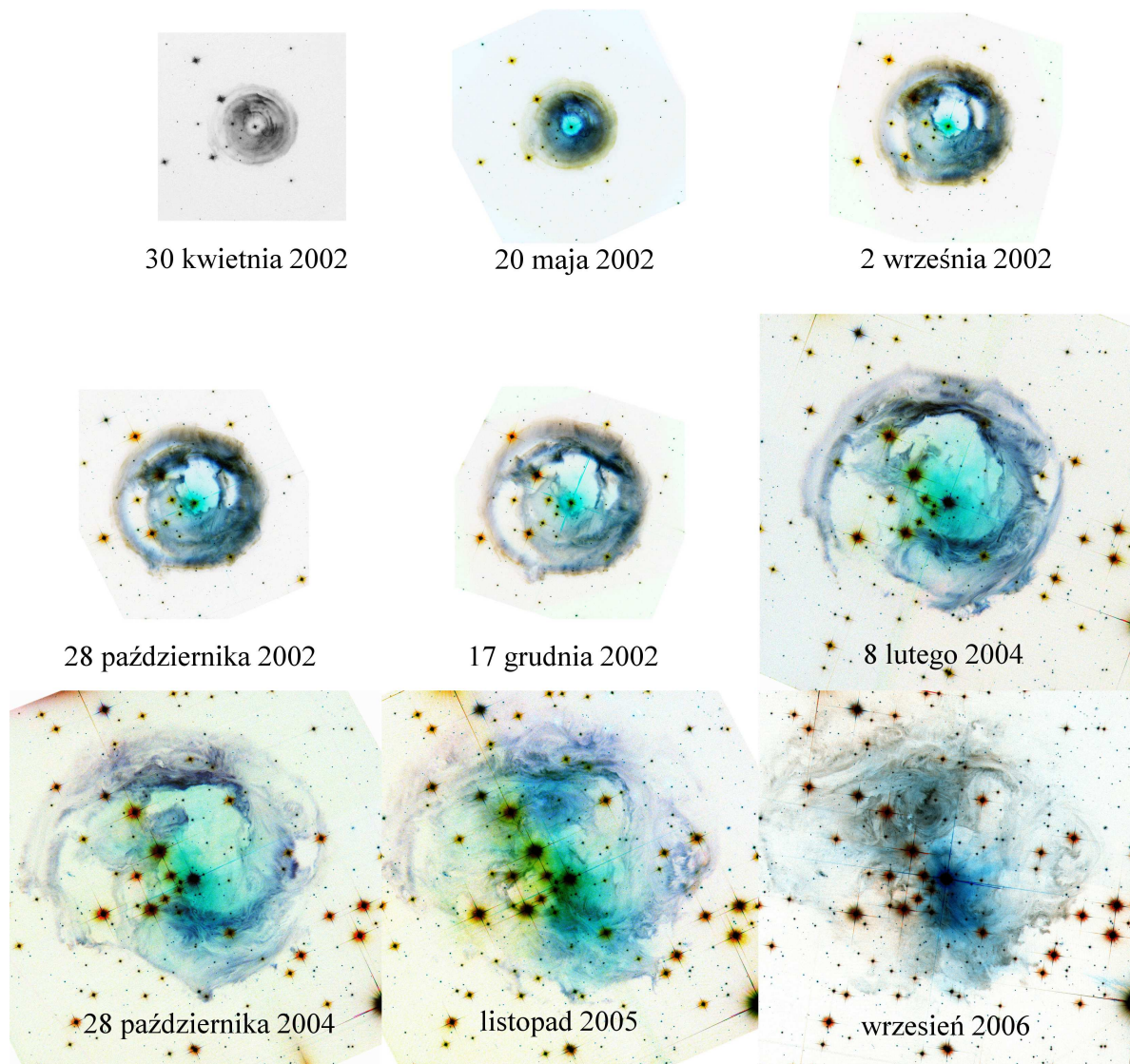
Tempo ekspansji echa śledzono na podstawie obserwacji naziemnych i HST w wielu opracowaniach (Henden 2007b; Bond et al. 2003; Crause et al. 2005; Henden 2007a; Liimets et al. 2007). Przy znanej obecnie odległości do obiektu (patrz niżej) wiadomo na pewno, że echo przez cały czas ekspandowało z prędkością nadświetlną. Obserwowana wielkość kątowna echa (zewnętrznego brzegu pierścienia) w zależności od czasu jest bardzo dobrze odwzorowywana relacją typu

$$\theta = \sqrt{a_0 + a_1 t + a_2 t^2}. \quad (14)$$

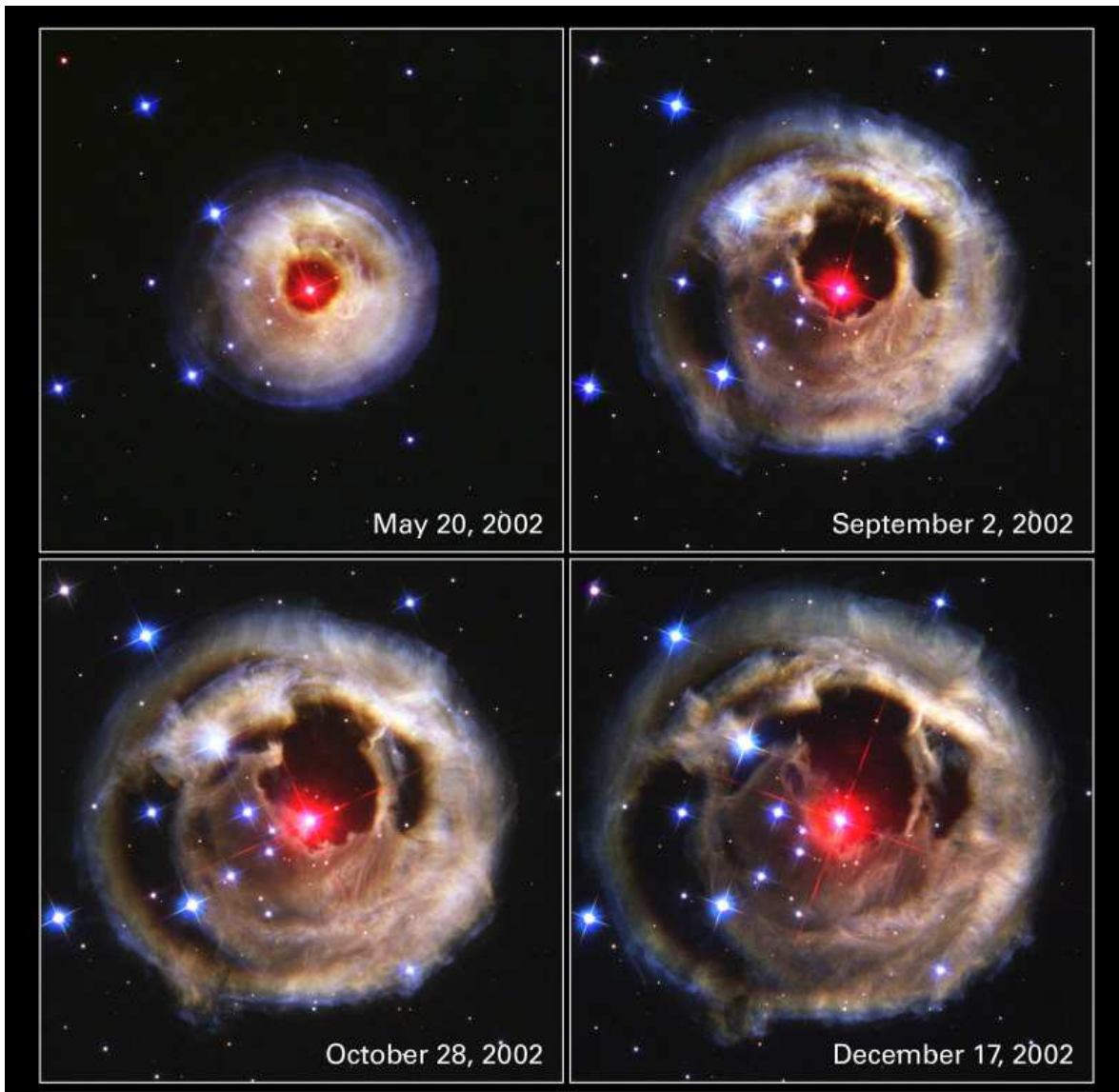
Ekspansja echa była więc najszybsza na początku jego ewolucji i spowalniała z czasem. Aby z ekspansji echa móc określić ograniczenia na odległość do źródła, należy określić rodzaj geometrii rozpraszającego ośrodka (np. sferyczna otoczka, płasko-równoległa warstwa). Rozkład

⁴np. <http://www.spacetelescope.org/news/heic0405/>

⁵<http://www.spacetelescope.org/videos/heic0617a/> oraz www.stsci.edu/~bond/v838mon_2002-6_anim.gif



Rys. 8: Obrazy echa świetlnego V838 Mon w ujęciach Kosmicznego Teleskopu Hubble'a (wszystkie dane pochodzą ze strony internetowej teleskopu). Dla lepszej czytelności pokazano obrazy z odwróconą skalą kolorów. Pierwszy obraz z 30 kwietnia 2002 zrobiono tylko w niebieskim filtrze F435W. Ostatnie dwa obrazy są kombinacją obserwacji wykonanych na przestrzeni kilku tygodni. Wszystkie obrazy są w tej samej skali, przy czym wielkość boku pojedynczego panelu to 2'8. Północ jest na górze, wschód na lewo.



Rys. 9: Obrazy echa V838 Mon we wczesnych fazach jego ewolucji w ujęciu HST (20 maja 2002, 2 września 2002, 28 października 2002, 17 grudnia 2002; obrazy pochodzą ze strony internetowej HST). W centralnych obszarach echa widać asymetryczną dziurę, o której mowa w tekście. Na obrazach widać też wyraźnie różnokolorowy brzeg pierścienia echa („tęczę”), związany ze zmiennym widmem oświetlającego ośrodek błysku. Północ jest na górze, wschód na lewo. Każdy z obrazów ma rozmiary $80'' \times 80''$.

ten w przypadku V838 Mon nie był znany *a priori*. Przewidywana wielkość kątowna echa dla rozkładu typu otoczka (znak $-$) i typu warstwa (znak $+$) jest relacją typu

$$\theta = 1/d\sqrt{2rct \pm c^2t^2}. \quad (15)$$

Jako że moment rozpoczęcia wybuchu w różnych barwach jest znany, poprzez dopasowanie relacji (15) do obserwacji uzyskuje się odległość do źródła oraz główne parametry geometryczne rozpraszającego ośrodka. Analizy takiej dokonano w wielu pracach zarówno dla geometrii typu otoczka jak i dla płasko-równoległej warstwy (Bond et al. 2003; Tylanda 2004; Crause et al. 2005; Liimets et al. 2007), ale wyniki tych analiz są często bardzo niepewne ze względu na ograniczenia samej metody, niepewności pomiarowe i nieregularny rozkład materii echa. Na wczesnych obrazach echa, kiedy jego zewnętrzny brzeg był dobrze określony, geometria rozkładu typu otoczka jest praktycznie nieodróżnialna od geometrii typu warstwa. Na późnych obrazach z kolei, dla których istnieje większa szansa, żeby tego rozróżnienia dokonać, bardzo trudno jest określić brzeg echa. Założenia co do faktycznego rozkładu materii istotnie wpływają na wyznaczenia odległości (i pozostałych parametrów). Jeśli chodzi o odległość do obiektu, to najlepszą do tej pory dokładność wyznaczenia uzyskano poprzez pomiary polarymetryczne echa (Sparks et al. 2008), co będzie opisane szczegółowo w Rozdz. 2.3.3. W dalszej części tego podrozdziału dokonamy opisu rozkładu materii echa przyjmując odległość $d=6$ kpc znalezionej metodą polarymetryczną.

Znana odległość do obiektu pozwala określić położenie elementu echa o znanych współrzędnych x i y na paraboloidzie odpowiadającej momentowi obserwacji, czyli w szczególności pozwala znaleźć kąt rozpraszania θ . Dodatkowo, znana jasność powierzchniowa pozwala ze wzoru (10) określić lokalną gęstość materii echa (jeśli wcześniej przyjmie się odpowiedni model rozkładu wielkości ziaren pyłu). Możliwe jest więc odtworzenie trójwymiarowego rozkładu materii wokół obiektu, przy czym największych trudności przysparza uwzględnienie złożonych własności optycznych pyłu. Pełna analiza obrazów HST tego typu jest wciąż w przygotowaniu (Bond et al.). Podjęto jednak próby jakościowego opisu rozkładu materii echa, które ograniczają się do stwierdzenia, gdzie pył występuje, a gdzie go nie ma. Takiego opisu na podstawie obrazów z HST z lat 2002–2004 dokonano w Tylanda (2004) oraz Tylanda et al. (2005), natomiast Bond (2007) dokonuje podobnej analizy aż do roku 2006. Z porównania rozmiarów echa z przebiegiem odpowiednich parabol dla kolejnych epok można łatwo zauważyć, że większość rozświetlonej echem materii znajduje się „przed” gwiazdą do odległości około $z=3$ pc. Parabole penetrują też obszar za gwiazdą, ale bardzo płytko. Dodatkowo obszary położone najbliżej gwiazdy na późnych obrazach echa, kiedy wymagany był już bardzo długi czas ekspozycji, zasłanianie są rozległym obrazem dyfrakcyjnym V838 Mon i trudno cokolwiek stwierdzić o obecności pyłu w tym obszarze. Zauważono jednak (Tylanda 2004), że pierwsze obrazy echa posiadały wewnętrzną dziurę, którą zinterpretowano jako obszar wokół V838 Mon wolny od pyłu. Wielkość tego obszaru to około 0.15 pc, ale dziura ta jest bardzo niesymetryczna i w kierunku północno-zachodnim obszar ten sięga aż do około 1 pc. Oczywiście takich „pustek” pozbawionych pyłu można dostrzec więcej na późnych obrazach echa.

Obserwacje polarymetryczne echa z Sparks et al. (2008) pokazują dla obserwacji z 2 września 2002, 17 grudnia 2002 i 16 grudnia 2005 obszary, gdzie stopień polaryzacji liniowej osiąga wartość spodziewaną dla rozpraszania przy kątach bliskich 90° , co oznacza, że część materii znajduje się w płaszczyźnie nieba tj. dla $z=0$. Podczas gdy pierwsze dwie z wymienionych obserwacji pokazują łuk silnej polaryzacji świadczący o obecności materii w płaszczyźnie nieba głównie na południe od gwiazdy, to ostatnia z tych trzech obserwacji pokazuje obszar o silnej polaryzacji tylko na północ i północny-wschód od gwiazdy. Rozkład materii w płaszczyźnie nieba musi być bardzo niejednorodny.

O rozkładzie materii wzdłuż linii widzenia można napisać, że materiał echa wypełnia niejednorodnie przestrzeń pomiędzy $z \approx -0.5$ pc a $z \approx 3$ pc, choć możliwe, że chmura pyłu sięga głęboko dalej za płaszczyznę nieba, ale do obszarów tych echo jeszcze nie dotarło. Rzutowane

na płaszczyznę nieba odległości ρ sięgają z kolei do około 2.5 pc (Bond 2007), ale chmura pyłu może być znacznie bardziej rozległa w kierunkach prostopadłych do linii widzenia. Jeśli echo pozostanie wystarczająco jasne, obserwacje w późniejszych epokach, kiedy ramiona odpowiednich parabol będą położone niemal w płaszczyźnie xy , powinny pokazać faktyczny zasięg chmury w kierunku tangencjalnym.

Opublikowane do tej pory obrazy pokazują ciągłą, choć spowalniającą ekspansję. Jeśli rozpraszający ośrodek ma geometrię sferycznej otoczki, po fazie spowalniającej ekspansji powinna nastąpić faza kontrakcji echa. Fakt, że kontrakcja nie była do tej pory obserwowana świadczyć może o tym, że (i) geometria rozkładu pyłu jest inna niż dla sferycznej otoczki, albo (ii) otoczka jest bardzo duża i faza kontrakcji nastąpi dopiero w przyszłości. Ten ostatni scenariusz został zasugerowany w Bond (2007). Z drugiej strony, przy próbach dopasowania okręgów do obserwowanej struktury echa zauważono, że geometryczny środek pierścienia przesuwają się względem pozycji V838 Mon, co jest cechą charakterystyczną echa powstającego w płasko-równoległej warstwie (Tylenda 2004; Tylenda et al. 2005; Crause et al. 2005). Zauważyć jednak trzeba, że dryf centrum obserwowanych struktur może być związany z bardzo niejednorodnym rozkładem pyłu w obserwowanych warstwach rozpraszającego ośrodka. Problem charakteru rozkładu materii pyłowej i związany z tym problem pochodzenia materii echa (patrz Rozdz. 2.3.5) pozostają nierozstrzygnięte.

2.3.3 Odległość geometryczna do V838 Mon z obserwacji polarymetrycznych

Sparks et al. (2008) podjęli próbę wyznaczenia odległości do V838 Mon na podstawie obserwacji polarymetrycznych echa przeprowadzonych kamerą ACS na pokładzie Kosmicznego Teleskopu Hubble’a. Analizowano tylko obserwacje w filtrze F606W z września i grudnia 2002, choć dostępne były dane polarymetryczne dla dwóch innych dat w tym samym filtrze oraz cały zestaw wcześniejszych obserwacji w filtrze F435W. Maksymalny stopień polaryzacji dla dwóch wybranych obserwacji wynosi około 50%. Ze względu na niejednorodny rozkład materii echa, dwuwymiarowy rozkład obszaru maksymalnej polaryzacji nie jest pierścieniem, ale nieregularnym łukiem.

Prostego oszacowania odległości do V838 Mon dokonano poprzez określenie położenia maksimum na profilu stopnia polaryzacji uśrednionym po kącie azymutalnym. Wielkość ta odpowiadałaby rozmiarom pierścienia polaryzacji, gdyby rozkład materii wokół źródła był jednorodny. Jako, że moment rozpoczęcia głównego błysku jest dobrze znany, można było z tych pomiarów uzyskać odległość. Dla danych z września i grudnia 2002 uzyskano w ten sposób odpowiednio odległości $d=6.19\pm 0.29$ kpc i 5.85 ± 0.13 kpc. Dwa pomiary wielkości obszaru maksymalnej polaryzacji pozwalają też określić tempo jego ekspansji i dzięki temu obliczyć odległość niezależną od daty błysku; tą metodą uzyskano wynik $d=5.36\pm 0.47$ kpc. Podane błędy uwzględniają jedynie niepewności pomiarowe i nie uwzględniają licznych błędów statystycznych.

Sparks et al. (2008) podjęli się próby dokładniejszego wyznaczenia odległości poprzez konstrukcję zaawansowanych modeli zjawiska polaryzacji w echu dla różnych odległości i porównaniu wygenerowanych profili stopnia polaryzacji z obserwowanymi. Konstruuując modele założono, że pył polaryzuje rozpraszane światło zgodnie z klasycznym prawem Rayleigha, według którego stopień polaryzacji p zależy od kąta rozpraszania θ w następujący sposób

$$p = p_{\max} \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}. \quad (16)$$

W zależności tej maksymalny stopień polaryzacji p_{\max} uzyskiwany jest dla kąta $\theta = 90^\circ$. Prawo Rayleigha pokazano na Rys. 7. Ustalono także stały czynnik asymetrii rozpraszania $g=0.6$, stałe albedo $\omega=0.6$ (w pracach Sparksa albedo ω jest utożsamiane z efektywnością na rozpraszanie Q_{sca}) i efektywny przekrój czynny na atom wodoru wielkości $\sigma=4.4\cdot 10^{-22}$ cm². Również gęstość materii w echu została przyjęta na stałą wartość $n_{\text{H}}=1$ cm⁻³. Okazało się,

że wygenerowane profile nieco różnią się od tych spodziewanych dla paraboloidalnej geometrii echa i prawa Rayleigha na polaryzację przez rozproszenie, co autorzy interpretują jako oznakę rozbieżności rzeczywistej funkcji fazowej polaryzacji od prawa Rayleigha. W takim wypadku bardziej adekwatne stały się próby odtworzenia obserwacji na płaszczyźnie stopień-polaryzacji–kąt-polaryzacji, z których uzyskano odległości 6.07 kpc i 6.12 kpc dla odpowiednio danych z września i grudnia 2002, przy czym założono znowu, że maksymalna polaryzacja następuje przy kącie rozproszenia $\theta_{\max}=90^\circ$. Sami autorzy zauważają jednak, że niepewność w wartości θ_{\max} jest istotna dla ostatecznego wyniku; dla niepewności tego kąta wielkości $\pm 5^\circ$ uzyskano zakres odległości $d=6.1\pm 0.6$ kpc. Uznano ten ostatni wynik za najbardziej wiarygodne wyznaczenie odległości geometrycznej do V838 Mon. Jest ono zgodne z niezależnym wyznaczeniem odległości metodą dopasowania ciągu głównego do fotometrii członków gromady, do której przynależy V838 Mon ($d=6.2\pm 1.2$ kpc, Afşar & Bond 2007).

2.3.4 Echo w zakresie pośredniej i dalekiej podczerwieni

Na przełomie 2004 i 2005 roku obszar echa był obserwowany przez Kosmiczny Teleskop Spitzera za pomocą instrumentu MIPS (Multiband Imaging Photometer for Spitzer) na 24, 70 i 160 μm (Banerjee et al. 2006). Uzyskane mapy na 70 i 160 μm pokazują rozległą emisję, której rozkład przestrzenny dobrze koreluje się z rozkładem echa obserwowanego w dziedzinie optycznej za pomocą HST w podobnym czasie. Banerjee et al. (2006) przekonująco udowodnili, że ta rozległa emisja w dalekiej podczerwieni nie może być światłem błysku bezpośrednio rozproszonym przez pył, ale jest to emisja termiczna pyłu rozgrzanego promieniowaniem wybuchu. Ich główny argument opiera się na spostrzeżeniu, że energia emitowana przez echo w dalekiej podczerwieni jest dużo większa niż energia wyemitowana przez V838 Mon w tym samym zakresie w trakcie pojaśnienia w 2002 roku.

Oprócz rozległej emisji, w danych *Spitzera* widać wyraźnie silną emisję na pozycji gwiazdy. Emisja ta jest nierozdzielona i wyraźnie ją widać tylko na 24 i 70 μm . Wiązać ją można z emisją pyłu uformowanego w trakcie wybuchu w 2002 roku (autorzy sugerują temperaturę pyłu kilkuset K). Natężenie promieniowania na 24 μm było na tyle silne w trakcie obserwacji *Spitzerem*, że obrazy zostały prześwietlone. Udało się jednak dokonać pomiaru natężenia w tym paśmie poprzez skalowanie funkcji rozkładu źródła punktowego (ang. point spread function, PSF), tak by dopasować się z natężeniem do pierwszego niewysaturowanego prążka dyfrakcyjnego. Kiedy od obrazu na 24 μm odjęto PSF gwiazdy, okazało się, że także w tym paśmie widoczna jest emisja o charakterze rozciąglym. Jej rozkład bardzo dobrze koreluje się z rozkładem echa w zakresie widzialnym.

Odkryta emisja jest tym bardziej rozległa im większa długość fali obserwacji, co może być częściowo efektem różnych katowych zdolności rozdzielczych teleskopu w kolejnych pasmach MIPS. Na 160 μm emisja sięga nawet do odległości 84'' od pozycji V838 Mon, pokrywając w całości obszar echa optycznego w tej samej epoce.

W Banerjee et al. (2006) dokonano oceny masy i temperatury świecącego termicznie pyłu. Wyniki tych oszacowań są ważne dla dalszej dyskusji, toteż opiszemy tu krótko zastosowaną procedurę. Dla wszystkich trzech pasm zmierzono strumień pochodzący od komponentu rozciąglonego zawartego wewnątrz apertury o promieniu 80''. Do tych trzech pomiarów dopasowano metodą Monte Carlo dwa zmodyfikowane rozkłady Plancka o różnej temperaturze i masie pyłu. Procedura dopasowania dwóch rozkładów Plancka wynikała z chęci uwzględnienia faktu, że świecący pył ma pewien rozkład temperatur, a nie pojedynczą wartość; dwie temperatury pełnią tu rolę wartości granicznych. W zmodyfikowanym prawie Plancka uwzględniono emisyjność od ziaren pyłu o rozmiarach 0.1–1.0 μm i różnym składzie chemicznym (krzemiany i amorficzny węgiel). Uzyskano stąd temperatury pyłu wielkości 63 i 25 K, przy czym tej niższej temperaturze odpowiada zdecydowanie większa masa świecącego pyłu; masy komponentów określono bowiem na odpowiednio $(0.6 \cdot 10^{-3} + 1.6) M_\odot$ dla odległości 8 kpc. Po przeliczeniu tego wyniku na zaktualizowaną odległość do gwiazdy wielkości 6 kpc (Sparks et al. 2008),

dostajemy $(0.3 \cdot 10^{-3} + 0.9) M_{\odot}$. Ponieważ geometria echa termicznego jest analogiczna do echa optycznego (rozproszeniowego) i odbierane promieniowanie podczerwone pochodzi od pyłu zawartego pomiędzy dwiema paraboloidami początku i końca błysku, to uzyskana z obserwacji *Spitzerem* masa pyłu określona została tylko dla tej paraboloidalnej warstwy. Jeśli założyć kanoniczny stosunek masy pyłu do gazu wielkości 100, to dostajemy, że w małym obszarze chwilowo rozświetlonym echem znajduje się materia o masie $\sim 90 M_{\odot}$. Całkowita masa obłoku musi być jeszcze większa.

Jak dotąd, obserwacje V838 Mon *Spitzerem* są drugim po Cas A bezspornym przypadkiem obserwacji zjawiska echa termicznego.

2.3.5 Problem pochodzenia materii echa

Do tej pory nierozstrzygnięta pozostaje kwestia pochodzenia materii echa. W literaturze można znaleźć głosy sugerujące międzygwiazdowe pochodzenie pyłu, jak i głosy argumentujące, że echo powstaje w otoczce wokół-gwiazdowej powstałej w wyniku przeszłych epizodów utraty masy przez V838 Mon. Poniżej krótko opisujemy argumentację obydwu stron.

Bond (2007) posiłkując się jedynie argumentami analizy morfologicznej i przyrównując obrazy echa V838 Mon do obrazów mgławicy planetarnej M27, przekonuje, że materia musi być pochodzenia gwiazdowego. Ewolucję echa autor ten również interpretuje jako wywołaną osiowo-symetrycznym rozkładem pyłu (patrz też Bond et al. 2003). Materia ta miałaby być utracona przez gwiazdę poprzez wiatr, analogicznie do powstawania otoczek gwiazd asymptotycznej gałęzi olbrzymów, albo poprzez dawne epizody utraty masy o charakterze podobnym do erupcji z 2002 roku. Autorzy pracy van Loon et al. (2004) również sugerują, że materia echa jest wynikiem utraty masy przez progenitora V838 Mon, a sama V838 Mon jest obiektem wyewoluowanym. Ich argumentacja opiera się na spostrzeżeniu, że materiał echa znajduje się wewnątrz otoczki/otoczek molekularno-pyłowych, których istnienie ci sami autorzy postulują na podstawie obserwacji obiektu ekstrahowanych z przeglądów nieba o niskiej zdolności rozdzielczej i niskiej czułości. Istnienie tych otoczek zostało jednak zakwestionowane w Tylenda et al. (2005) oraz Kamiński et al. (2007).

Tylenda (2004) oraz Tylenda et al. (2005) na podstawie analizy rozkładu materii echa stwierdzili, że jego ewolucja jest dobrze odtwarzana przez model płasko-równoległej warstwy i sugerują, że materia echa jest pochodzenia międzygwiazdowego. Do podobnego wniosku doszli Banerjee et al. (2006) na podstawie obserwacji echa termicznego V838 Mon. Masa pyłu emitującego promieniowanie termiczne w podczerwieni sugeruje całkowitą masę obłoku (pył+gaz) dużo powyżej $90 M_{\odot}$. Trudno tak dużą masę wyjaśnić utratą masy przez jakikolwiek obiekt gwiazdowy i przez to obserwacje *Spitzerem* dostarczają bardzo silnego argumentu za międzygwiazdowym pochodzeniem obłoku rozświetlonego echem. Można jednak kwestionować metody zastosowane przez Banerjee et al. (2006) do wyznaczenia masy pyłu.

Obserwacje

W tym rozdziale opisano obserwacje obszaru echa, które staną się podstawą dyskusji w dalszych częściach pracy. Wszystkie prezentowane tu obserwacje radiowe udało się autorowi pozyskać w ramach tzw. czasu otwartego oferowanego przez większość światowych obserwatoriów. Oznacza to, że każdą z obserwacji poprzedzał żmudny proces przygotowywania aplikacji o czas obserwacyjny. Dodajmy, że część z tych wysiłków nie dała efektów, np. nie udało się pozyskać obserwacji obszaru echa w wysokich przejściach rotacyjnych CO (np. $J=4-3$ na teleskopie APEX).

Jak to zostanie opisane w następnych rozdziałach, już pierwsze obserwacje echa z dobrą kątowną zdolnością rozdzielczą pokazały, że emisja CO w okolicach V838 Mon ma charakter rozciągły i do poznania natury emitującego gazu niezbędne jest sporządzenie dokładnych map emisji molekularnej. Takie mapy udało się pozyskać w dwóch przejściach, mianowicie dla $^{12}\text{CO}(1-0)$ i $(3-2)$. Nie mniej ważne było zdobycie dokładnych pomiarów emisji CO dla szerokiego zakresu liczb rotacyjnych J oraz w liniach o różnych grubościach optycznych; taki materiał obserwacyjny umożliwi próby ilościowego opisu warunków fizycznych panujących w emitującym gazie. Pomiary takie zdobyto dla kilku reprezentacyjnych pozycji, przy czym szczególnie istotne wydaje się uzyskanie widm izotopomeru tlenku węgla ^{13}CO , które dały pomiary linii o mniejszej grubości optycznej niż te spodziewane dla ^{12}CO .

Warto podkreślić, że teleskopy użyte do zgromadzenia prezentowanych tu obserwacji nie zostały wybrane przypadkowo – starano się, aby wielkości wiązek w obserwacjach na różnych częstościach były podobne, co powinno ułatwić ilościową analizę warunków fizycznych w obserwowanym gazie. Czyniono również starania, aby obserwacje w różnych przejściach były jak najmniej odległe od siebie w czasie, ale zadanie to okazało się bardzo trudne (jeśli nie niemożliwe) ze względu na charakter systemu przyznawania czasu w obserwatoriach oferujących otwarty czas obserwacyjny.

3.1 Punktowe obserwacje w liniach $^{12}\text{CO}(1-0)$ i $(2-1)$

Pierwsze obserwacje wykonano za pomocą 30-m teleskopu IRAM na górze Pico Veleta (Hiszpania) w dniach 27–28 września 2006. Obserwowano wtedy 13 pozycji w obszarze echa w dwóch najniższych przejściach rotacyjnych ^{12}CO , tj. $J=1-0$ na 2.6 mm (115.271 GHz) i $J=2-1$ na 1.3 mm (230.538 GHz). Obserwowane pozycje zostały spisane w Tabeli 1 oraz zaznaczone na Rys. 10. Podana w tabeli skala offsetów odnosi się do pozycji gwiazdy V838 Mon (wszystkie offsety w tej pracy podane są w sekundach łuku).

Wielkość wiązki teleskopu IRAM, w sensie szerokości listka głównego przy połowie mocy (HPBW, ang. half-power beam width), na obserwowanych częstościach 115 GHz i 230 GHz wynosi odpowiednio $21''4$ i $10''7$. Obserwacje obszaru echa zaplanowano tak, aby sąsiednie pozycje znajdowały się we wzajemnej odległości równej co najmniej dwóm szerokościom wiązki na 230 GHz, dzięki czemu pomiary na sąsiednich pozycjach są niezależne.

W obserwacjach użyto czterech odbiorników heterodynowych typu SIS (ang. superconductor-insulator-superconductor), oznaczanych jako A100, B100, A230 i B230, które jednocześnie rejestrują sygnał w dwóch polaryzacjach i na dwóch częstościach. Odbiorniki pracują jako instrument z pojedynczym receptorem (ang. single pixel receivers) i tworzą widma w trybie SSB (ang. single side band) z tłumieniem niepożądanego pasma na poziomie 22 dB i 17 dB

na odpowiednio 115 GHz i 230 GHz. W roli spektrometru użyto autokorelatora VESPA. Wszystkie widma uzyskano w rozdzielczości 78.1 kHz i w pasmie o szerokości 107 MHz; wskazana rozdzielczość odpowiada szerokości kanału 0.20 km s^{-1} i 0.10 km s^{-1} na odpowiednio 115 GHz i 230 GHz.

Obserwacje sporządzono w technice przełączania częstości (ang. frequency switching, FSW) ze skokiem częstości wielkości 16.6 MHz. Oznacza to, że częstość była przełączana o $\pm 7.8 \text{ MHz}$, co odpowiada skokowi 40.7 km s^{-1} na 115 GHz i 20.3 km s^{-1} na 230 GHz. Kalibracja pozycjonowania (ang. pointing) i ogniskowania teleskopu robiona była regularnie co $\sim 2 \text{ h}$ na silnym źródle kontinuum 0528+134. Dokładność pozycjonowania teleskopu wynosiła $4''$. Dane zostały skalibrowane w jednostkach natężenia metodą *chopper wheel* (Kutner & Ulich 1981; dokładny opis implementacji metody *chopper wheel* na teleskopie IRAM 30-m znajduje się w dokumencie Kramer 1997) dając widma w skali temperatury antenowej T_A^* . Dokładność kalibracji na 115 GHz wynosi około 10%.

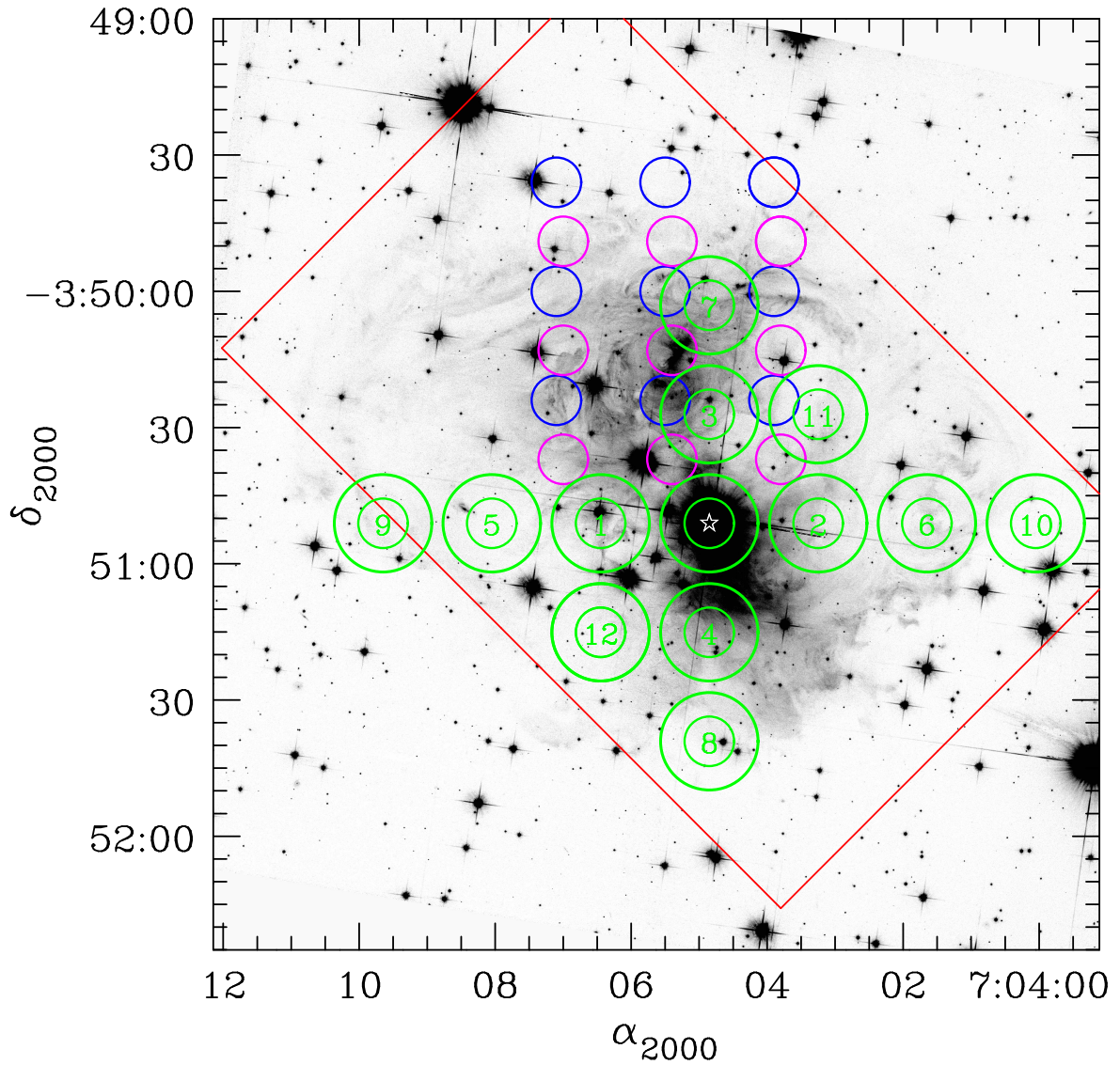
Obserwacje w trybie przełączania częstości dały widma o bardzo nieregularnych liniach bazowych (ang. baselines), które zredukowano poprzez odjęcie sinusoid o odpowiednich częstościach i amplitudach; w kilku przypadkach niezbędne było odjęcie od widm wielomianów wysokiego rzędu. Ręcznie usunięto w z widm wadliwe kanały. Następnie wszystkie skany uzyskane dla danej pozycji i dla obydwu polaryzacji uśredniono. Uzyskane tak widma złożono (ang. fold) standardową metodą przesunięcia, odwrócenia i uśrednienia (ang. shift-and-add method). Widma zostały następnie przeskalowane do jednostek temperatury listka głównego (T_{mb} , ang. main beam temperature) używając efektywności listka głównego (ang. main beam efficiency) $\eta_{mb}=0.77$ dla 115 GHz oraz $\eta_{mb}=0.57$ dla 230 GHz, gdzie $T_{mb}=T_A^*/\eta_{mb}$. Redukcja danych i ich analiza została przeprowadzona za pomocą programu CLASS (Continuum and Line Analysis Single-dish Software), będącego częścią pakietu GILDAS⁶ (Grenoble Image and Line Data Analysis Software).

Całkowite czasy integracji (suma dla obydwu polaryzacji) oraz charakterystyczne poziomy szumów dla widm po uśrednieniu i złożeniu znajdują się w Tabeli 1. Poziomy szumów scharakteryzowano jako średnie odchylenie standardowe (rms, ang. root mean square) dla obszarów widmowych poza liniami i ich aliasami; rms podano w skali T_{mb} .

3.2 Mapa w przejściu $^{12}\text{CO}(3-2)$

Mapę obszaru echa w przejściu $^{12}\text{CO } J=3-2$ (345.7956 GHz) sporządzono przy użyciu matrycy receptorów HARP (Heterodyne Array Receiver Program for B-band) (Buckle et al. 2009; Smith et al. 2008) zainstalowanej na Teleskopie Jamesa Clerka Maxwella (James Clerk Maxwell Telescope; JCMT). JCMT jest teleskopem 15-metrowym umieszczonym na górze Mauna Kea (Hawaje, USA). Obserwacje wykonywano w ciągu kilku nocy w okresie pomiędzy 27 grudnia 2007 i 17 stycznia 2008, z przeważającą ilością danych (60% całkowitego czasu obserwacji) zebranych ostatniej nocy. HARP jest matrycą 16 receptorów z których tylko 14 było w pełni działających w trakcie naszych obserwacji (obserwacje przypadły na moment, kiedy matryca została świeżo oddana obserwatorom do użycia przez techników). Receptory są ułożone na siatce 4×4 z separacją sąsiednich wiązek wielkości $30''$. Wielkość wiązki pojedynczego receptora to (średnio) $14''$ (HPBW). Mapę obszaru echa wykonano w trybie *potrząsania i przełączania pozycji* (ang. jiggle-position switch mode) używając zaimplementowanego wzoru ruchu wiązki teleskopu oznaczanego jako *HARP5 jiggle*, który daje pomiary zorganizowane na regularnej siatce $6'' \times 6''$. Z uwagi na fakt, że część receptorów nie działała, chcąc pokryć cały obszar echa, obserwacje zostały sporządzone ze zmienną orientacją matrycy, głównie z kątami pozycyjnymi 45° i 0° ; zmieniano również centralną pozycję mapowanego obszaru. W konsekwencji, choć ostatecznie uzyskana mapa pokrywa cały obszar echa, kształt mapy jest dość nieregularny a charakterystyka szumów w różnych pozycjach mapy – niejednorodna.

⁶<http://www.iram.fr/IRAMFR/GILDAS>



Rys. 10: Na optycznym obrazie echa (w tle) zaznaczono położenie wybranych obszarów obserwowanych w przejściach rotacyjnych molekuly CO. Czerwona ramka pokazuje główny obszar objęty obserwacjami na teleskopie JCMT w 2008 roku w linii CO(3–2). Zestaw zielonych okręgów reprezentuje położenie wiązek w obserwacjach za pomocą odbiorników jedno-receptorowych na teleskopie IRAM 30-m we wrześniu 2006. Pozycje te oznaczono numerami porządkowymi, odpowiadającymi tym wprowadzonym w tekście. Wielkości okręgów odpowiadają wielkościom wiązek (HPBW) na obserwowanych częstościach. Większe okręgi odpowiadają obserwacjom w linii CO(1–0), mniejsze okręgi reprezentują obserwacje w linii CO(2–1). Zestaw niebieskich i amarantowych okręgów odpowiada obserwacjom matrycą HERA na teleskopie IRAM 30-m w linii CO(2–1) w styczniu 2009. Kolor niebieski i amarantowy odróżnia obserwacje wycelowane odpowiednio na pozycjach P10 i P32 (patrz tekst). Położenie V838 Mon zaznaczono symbolem gwiazdy. Obraz w tle pochodzi z instrumentu HST/ACS (filtr F814W) i odpowiada dacie 10 września 2006.

Tabela 1: Pozycje obserwowane teleskopem IRAM 30-m w liniach $^{12}\text{CO}(1-0)$ i $(2-1)$ we wrześniu 2006 roku. Wartości rms podane są na kanał szerokości 0.2 i 0.1 km s^{-1} dla obserwacji na odpowiednio 115 i 230 GHz.

pozycja	$\Delta\alpha$ ["]	$\Delta\delta$ ["]	czas int. [min]	rms ₁₁₅ [mK]	rms ₂₃₀ [mK]
V838 Mon ^a	0	0	353.6	14.1	46.3
Off1	24	0	66.3	27.3	82.1
Off2	-24	0	55.2	30.7	83.4
Off3	0	24	55.2	33.4	95.8
Off4	0	-24	55.2	30.4	88.4
Off5	48	0	55.2	41.2	154.0
Off6	-48	0	44.2	42.7	130.3
Off7	0	48	55.3	33.9	106.1
Off8	0	-48	55.2	33.2	102.3
Off9	72	0	22.1	46.9	149.2
Off10	-72	0	33.1	36.2	117.3
Off11	-24	24	33.2	51.4	143.9
Off12	24	-24	33.1	50.4	165.7

$$^a\alpha = 07^{\text{h}}04^{\text{m}}04^{\text{s}}85, \delta = -03^{\circ}50'51''.1 \text{ (J2000.0)}$$

Centralna pozycja referencyjna (Off) znajdowała się na współrzędnych $\alpha = 07^{\text{h}}05^{\text{m}}25^{\text{s}}70$, $\delta = -04^{\circ}03'25''.0$. Każda z pozycji On związanych z „potrzęsaniem” teleskopu (ang. jiggle positions) posiadała oddzielną pozycję Off, co ma znaczenie dla ostatecznej charakterystyki szumów na mapie. Obserwacje wykonano w warunkach bardzo dobrej pogody z typową grubością optyczną atmosfery na 220 GHz wielkości $\tau_{\text{CSO}} = 0.10$ (pomiar z „tau-metra” w Caltech Sub-millimeter Observatory, CSO). Temperatura instrumentalna (tj. systemowa bez uwzględniania wkładu od atmosfery) była w zakresie 109–201 K dla różnych receptorów. Kalibracji pozycjonowania teleskopu dokonywano na 345 GHz regularnie co 1 h na silnych źródłach emisji CO, co zaowocowało dokładnością pozycjonowania lepszą niż $4''.5$ (3 rms). Stabilność kalibracji kontrolowana była poprzez obserwacje źródeł standardowych, np. CRL618 i IRC+10216, i określono, że była ona lepsza niż około 10%.

HARP jest instrumentem pracującym w trybie SSB z tłumieniem nieporządanego pasma na poziomie 12–14 dB. Jako spektroskopu użyto autokorelatora ACSIS w konfiguracji, która dała rejestrowane pasmo szerokości 250 MHz ($= 217 \text{ km s}^{-1}$) i rozdzielczość wielkości 31 kHz ($= 0.027 \text{ km s}^{-1}$).

Dane uzyskane matrycą HARP zostały zredukowane przy użyciu oprogramowania Starlink Project Software, w szczególności użyto pakietu KAPPA. Od widm odjęto wielomiany co najwyżej trzeciego rzędu, by poprawić jakość linii bazowych. Obserwacje zostały osadzone (ang. regridded) na siatce przestrzennej $6'' \times 6''$ (do tego zadania użyto procedury *makecube* w KAPPA). Dane zostały przetransformowane do skali T_{mb} przy sprawności listka głównego $\eta_{\text{mb}} = 0.63$.

3.3 Mapa w przejściu $^{12}\text{CO}(1-0)$

Rozległą mapę okolic gwiazdy V838 Mon w przejściu $^{12}\text{CO}(1-0)$ udało się uzyskać przy użyciu matrycy odbiorników BEARS (The 25-BEAm Array Receiver System) (Sunada et al. 2000; Yamaguchi et al. 2000) zainstalowanej na 45-m teleskopie w Narodowym Obserwatorium w Nobeyama (Japonia). Matryca składa się z 25 receptorów ułożonych w konfiguracji 5×5 , tak, że sąsiednie receptory wyśrodkowane są na punktach odległych od siebie o $41''.1$. Szerokość

wiązki teleskopu na 115 GHz wynosi $14''9$ (HPBW). Mapa obszaru echa została wykonana w technice *on-the-fly* (OTF, *w locie*) (np. Sawada et al. 2008). Interesujący nas obszar nieba obserwowany był w serii równoległych pasów odległych od siebie o $5''$, przy kącie pozycyjnym matrycy ustawionym na 58° . Cały obszar obserwowany był wielokrotnie, przy czym po każdej obserwacji pokrywającej cały obszar mapy zmieniano kierunek skanowania na prostopadły do poprzedniego. Mapa zrobiona została w dwóch etapach. W okresie 2–4 kwietnia 2008 obserwowano obszar $320'' \times 320''$ wycelowany na pozycji $\alpha = 07^h04^m05^s.70$, $\delta = -03^\circ50'25''.0$. W związku ze specyfiką obserwacji matrycą BEARS w obszarze tym tylko centralne pole o wymiarach $137'' \times 137''$ jest w pełni próbkowane (tj. z częstością większą niż krytyczna częstość Nyquista). Następnie 12 kwietnia 2008 obserwowano dużo większą połącz nieba obejmującą $640'' \times 640''$, wewnątrz której centralne $457'' \times 457''$ jest w pełni próbkowane. Zauważmy, że nawet w pełni próbkowana część mapy OTF znacznie wykracza poza obszar nieba prezentowany na Rys. 10.

Jako centralną pozycję Off dla wszystkich obserwacji OTF wybrano punkt o współrzędnych $\alpha = 07^h05^m25^s.70$, $\delta = -04^\circ03'25''.0$, który został uznany za wolny od emisji w linii CO(1–0) w czułych obserwacjach teleskopem Delingha (Kamiński et al. 2007).

BEARS funkcjonuje jako odbiornik typu DSB (ang. double side band). Wszystkie dane zostały zebrane przy użyciu zestawu cyfrowych autokorelatorów MAC (Sorai et al. 2000) w roli spektrometrów. Rozdzielczość i szerokość pasma obserwacyjnego ustawiono na 31.25 kHz (0.081 km s^{-1}) oraz 32 MHz (83 km s^{-1}). Typowa temperatura systemowa towarzysząca obserwacjom, włączając w to wpływ atmosfery, wynosiła $T_{\text{sys}}=400 \text{ K}$ (DSB).

Dane zostały skalibrowane standardową metodą opisaną w Kutner & Ulich (1981). Kalibracja skali temperatury antenowej była kontrolowana poprzez obserwacje silnego źródła emisji CO w obrębie obszaru Orion KL na współrzędnych $\alpha = 05^h35^m14^s.5$, $\delta = -05^\circ22'30''.4$. Pomiarzy robione każdego dnia obserwacji pokazały, że względna kalibracja była stabilna w obrębie 14% (3 rms). Kalibracja pozycjonowania, krytyczna dla 45-m teleskopu w przypadku obserwacji na wysokich częstościach, robiona była regularnie co $\sim 1 \text{ h}$ na silnych źródłach masera SiO. Obserwacje OTF zrobione zostały w warunkach bezwietrznych lub słabego wiatru (średnia prędkość wiatru mniejsza niż 5 m s^{-1}) i należy się spodziewać, że pozycjonowanie teleskopu było lepsze niż $\sim 9''$ (3 rms).

Redukcję danych OTF sporządzono w pakiecie NOSTAR (Nobeyama OTF Software Tools for Analysis and Reduction) (Sawada et al. 2008). Wszystkie widma poprawiono na nieregularności linii bazowych odejmując od nich wielomiany trzeciego i niższych rzędów. Dane DSB przeliczono na jednostki odpowiadające obserwacjom SSB używając współczynników konwersji wyznaczonych przez Obserwatorium w Nobeyama. Takie wartości z kolei transformowano do skali T_{mb} używając tej samej wartości efektywności $\eta_{\text{mb}}=0.32$ dla wszystkich 25 receptorów. W celu zredukowania efektów szumu skanowania (ang. scanning noise effect) w trakcie sporządzania ostatecznej wersji map spektroskopowych (ang. data cubes) dane zostały osadzone na regularnej siatce współrzędnych przestrzennych i poddane procedurom uśredniania/wygładzania przy użyciu metody *basket-wave* (Mangum et al. 2007). Wykorzystano w tym celu zaimplementowany w NOSTAR algorytm PLEIT (Emerson & Grave 1988), a jako funkcji wygładzającej użyto zmodyfikowanej funkcji Bessela pierwszego rzędu (Gauss \times Bessel). Przy rozmieszczeniu punktów siatki co $7''.5$ i zastosowanych procedurach wygładzająco-uśredniających, efektywna szerokość wiązki teleskopu w obserwacjach OTF wynosi $19''.2$. Wyniki obserwacji OTF prezentowane są w Rozdz. 4.1.

3.4 Pomiary punktowe matrycą BEARS

Matrycę BEARS wykorzystano też do pomiarów w standardowym modzie *stare* (*wpatrywania się*) do pomiaru emisji molekularnej w kilku wybranych pozycjach. Obserwacje takie przeprowadzono w przejściach $^{13}\text{CO } J=1-0$ (110.201 GHz), $\text{HCO}^+ J=1-0$ (89.189 GHz), oraz $^{12}\text{CO } J=1-0$. Dane pozyskano w standardowym trybie zmiany pozycji PSW z pozycją Off położoną

Tabela 2: Specyfikacja techniczna matrycy BEARS na teleskopie 45-m dla obserwacji na różnych częstotliwościach w trybie PSW.

linia	częstość [GHz]	HPBW [']	η_{mb}
$^{12}\text{CO } J=1-0$	115.271204	14.9	0.32
$^{13}\text{CO } J=1-0$	110.201353	14.9	0.40
$\text{HCO}^+ J=1-0$	89.188518	18.2	0.44

Tabela 3: Charakterystyka obserwacji matrycą BEARS w trybie PSW w kwietniu 2008.

linia	pozycja	data	PA ^a [°]	rozd. widmowa [km s ⁻¹]	T_{sys} ^b [K]	t_{ON}	rms ^c [K]
$^{12}\text{CO } J=1-0$	P32 ^d	2008.04.02	13	0.081	406	1m20s	1.78
	P10 ^e	2008.04.15	58	0.081	390	14m20s	0.59
$^{13}\text{CO } J=1-0$	P32 ^d	2008.04.05/06	13	0.085	360	1h40m	0.09
	P10 ^e	2008.04.09	13	0.085	390	1h10m	0.13
$\text{HCO}^+ J=1-0$	P10 ^e	2008.04.14	45	0.105	240	54m	0.09

^akąt pozycyjny matrycy BEARS

^bwartość DSB

^cwartość rms na element rozdzielczości dla centralnego receptora, po konwersji do SSB i w skali T_{mb}

^d $\alpha = 07^h 04^m 05^s.40$, $\delta = -03^\circ 50' 13''.0$

^e $\alpha = 07^h 04^m 05^s.52$, $\delta = -03^\circ 50' 00''.0$

kilka minut łuku na zachód od pozycji On. Wielkości wiązki teleskopu i efektywności listka głównego η_{mb} dla obserwowanych częstości podane są w Tabeli 2.

Pomiaru emisji molekularnej ^{12}CO i ^{13}CO w najniższym przejściu rotacyjnym dokonano dla dwóch pozycji centralnych (oczywiście w obserwacjach matrycą BEARS jednocześnie obserwowano zawsze 25 pozycji i jako pozycję centralną rozumie się tu obszar obserwowany przez centralny receptor). Jedną z obserwowanych pozycji był pik rozkładu emisji w linii $^{12}\text{CO}(3-2)$ znaleziony na mapach wykonanych matrycą HARP (Rozdz. 3.2) i mający współrzędne $\alpha = 07^h 04^m 05^s.40$, $\delta = -03^\circ 50' 13''.0$. Na potrzeby dalszej dyskusji pozycję tę nazywać będziemy P32. Drugą z pozycji obserwowanych w liniach ^{12}CO i ^{13}CO był pik przestrzennego rozkładu emisji w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ znaleziony na mapach OTF. Pozycję tę nazywać będziemy dalej roboczo P10 i odpowiada ona współrzędnym $\alpha = 07^h 04^m 05^s.52$, $\delta = -03^\circ 50' 00''.0$. Dla tejże pozycji zrobiono także obserwacje w linii $\text{HCO}^+ J=1-0$. Dodatkowe dane techniczne dotyczące obserwacji matrycą BEARS w trybie PSW, tj. daty obserwacji, kąty pozycyjne matrycy, temperatury systemowe, czasy integracji oraz charakterystyki szumu na ostatecznych widmach, zebrano w Tabeli 3.

Kalibracja obserwacji i ich redukcja została przeprowadzona w sposób analogiczny do tego dla obserwacji OTF (Rozdz. 3.3). Dane zredukowano w programie NEWSTAR (Ikeda et al. 2001).

3.5 Obserwacje matrycą HERA w linii $J=2-1$ molekuł ^{12}CO i ^{13}CO

Ostatnie chronologicznie obserwacje spektroskopowe zrobiono w nocy z 29 na 30 stycznia 2009 na teleskopie IRAM 30-m w przejściach $^{12}\text{CO}(2-1)$ (230.538 GHz) i $^{13}\text{CO}(2-1)$ (220.399 GHz). W odróżnieniu do wszystkich opisanych wcześniej obserwacji, które autor wykonywał osobiście, te ostateczne obserwacje zrobione zostały w trybie serwisowym przez operatorów IRAM (w bloku nazywanym *HERA pool*) na podstawie procedur przygotowanych przez autora. Do obserwacji użyto macierzy odbiorników HERA (HEterodyne Receiver Array) (Schuster et al.

Tabela 4: Charakterystyka obserwacji matrycą HERA w trybie PSW w dniach 29–30 stycznia 2009.

linia	pozycja	T_{sys}^a [K]	t_{ON} [min]	rms ^b [mK]
¹² CO $J=2-1$	P32	580	44	118
	P10	635	44	133
¹³ CO $J=2-1$	P32	390	210	34
	P10	400	210	35

^awartość SSB

^bśrednia wartość rms na element rozdzielczości dla wszystkich receptorów; w skali T_{mb}

2004) w trybie *stare*. HERA posiada 9 receptorów ułożonych w konfiguracji 3×3 z separacją $24''$ pomiędzy sąsiednimi receptorami. Każdy z receptorów ma do tego dwa kanały czułe na przeciwne polaryzacje. W trakcie naszych obserwacji centralny receptor był kierowany w kierunku dwóch pozycji P10 i P23, tj. w kierunkach pików emisji znalezionych na mapach ¹²CO(1–0) i (3–2). Kąt pozycyjny matrycy w trakcie obserwacji wynosił zero. Obserwacje przeprowadzono w zwykłym trybie PSW z pozycją Off położoną $600''$ na wschód od obserwowanej pozycji On. Czasy integracji, charakterystyka szumów i typowe temperatury systemowe dla obserwacji matrycą HERA zebrano w Tabeli 4.

Jako spektrografu użyto autokorelatora VESPA. Zastosowano konfigurację dającą w efekcie widma o szerokości pasma 71 MHz i o rozdzielczości 78 kHz, co w jednostkach prędkości daje pasmo $\sim 95 \text{ km s}^{-1}$ i rozdzielczość $\sim 0.1 \text{ km s}^{-1}$ dla obydwu obserwowanych częstości. Wielkość wiązki teleskopu na obserwowanych częstościach jest praktycznie taka sama i wynosi $11''$ (HPBW).

Dane zostały skalibrowane standardową metodą *chopper-wheel*. Pozycjonowanie teleskopu kalibrowano co kilka godzin poprzez obserwacje silnych źródeł kontinuum. Z notatek operatorów wynika, że pozycjonowanie było lepsze niż około $4''.5$ (3 rms). Część obserwacji zrobiona była przy bardzo niskiej elewacji źródła ($\sim 18^\circ$).

Dane zredukowano w programie CLASS. Linie bazowe zostały poprawione poprzez odjęcie wielomianów niskiego rzędu od pojedynczych skanów. W niewielkiej ilości przypadków obserwacji w linii ¹²CO(2–1) odjęto od widm sinusoidę, aby pozbyć się efektów fali stojącej w optyce instrumentu. Obserwacje uśredniono dla każdej obserwowanej pozycji i widma transformowano do skali T_{mb} używając wartości na efektywność wiązki głównej uzyskane z formuły Ruze’a dopasowanej do kilku punktów pomiarowych (Thum & Mauersberger 2007): $\eta_{\text{mb}}(220 \text{ GHz})=0.59$ i $\eta_{\text{mb}}(230 \text{ GHz})=0.57$.

3.6 Obrazy optyczne echa z Kosmicznego Teleskopu Hubble’a

W niniejszej pracy wielokrotnie odnosić się będziemy do obrazów optycznych echa V838 Mon wykonanych Kosmicznym Teleskopem Hubble’a (HST). Część z nich została opublikowana w Bond et al. (2003) oraz Bond (2007). Na potrzeby reprodukcji tych obrazów zdobyto publicznie dostępne obserwacje echa poprzez formularz archiwum MAST (Miltimission Archive at the Spece Telescope Science Institute). Wykorzystane w pracy dane pochodzą z instrumentów Advanced Camera for Surveys (ACS) i Wide Field Planetary Camera 2 (WFPC2). Obrazy zredukowane automatycznie przez *pipeline*, która uwzględnia poprawę na *bias* i płaskie pole (ang. flat-field), poddano dodatkowej redukcji używając programu *multidrizzle*⁷ w pakiecie STSDAS w środowisku pyRAF; obrazy poddano procedurze *drizzling*, poprawiono na efekty dystorsji geometrycznej, usunięto efekty uderzeń promieniami kosmicznymi, po czym

⁷<http://stsdas.stsci.edu/multidrizzle/>

złożono obrazy z różnych ekspozycji. Dane z WFPC2 wymagały dodatkowo mozaikowania. Odpowiednie daty obserwacji i użyte filtry reprodukowanych obrazów podano w opisach do rysunków.

Wyniki obserwacji

W niniejszym rozdziale prezentowane są wyniki obserwacji wymienionych w rozdziale poprzednim. Opisane tu zostały obszary emisji widoczne na mapach radiowych oraz struktury widmowe zarejestrowane na wybranych pozycjach. Rozdział zawiera także elementarne pomiary charakteryzujące znalezione struktury. Wszystkie wyniki prezentowane są w skali T_{mb} , natomiast prędkości podawane są względem LSR.

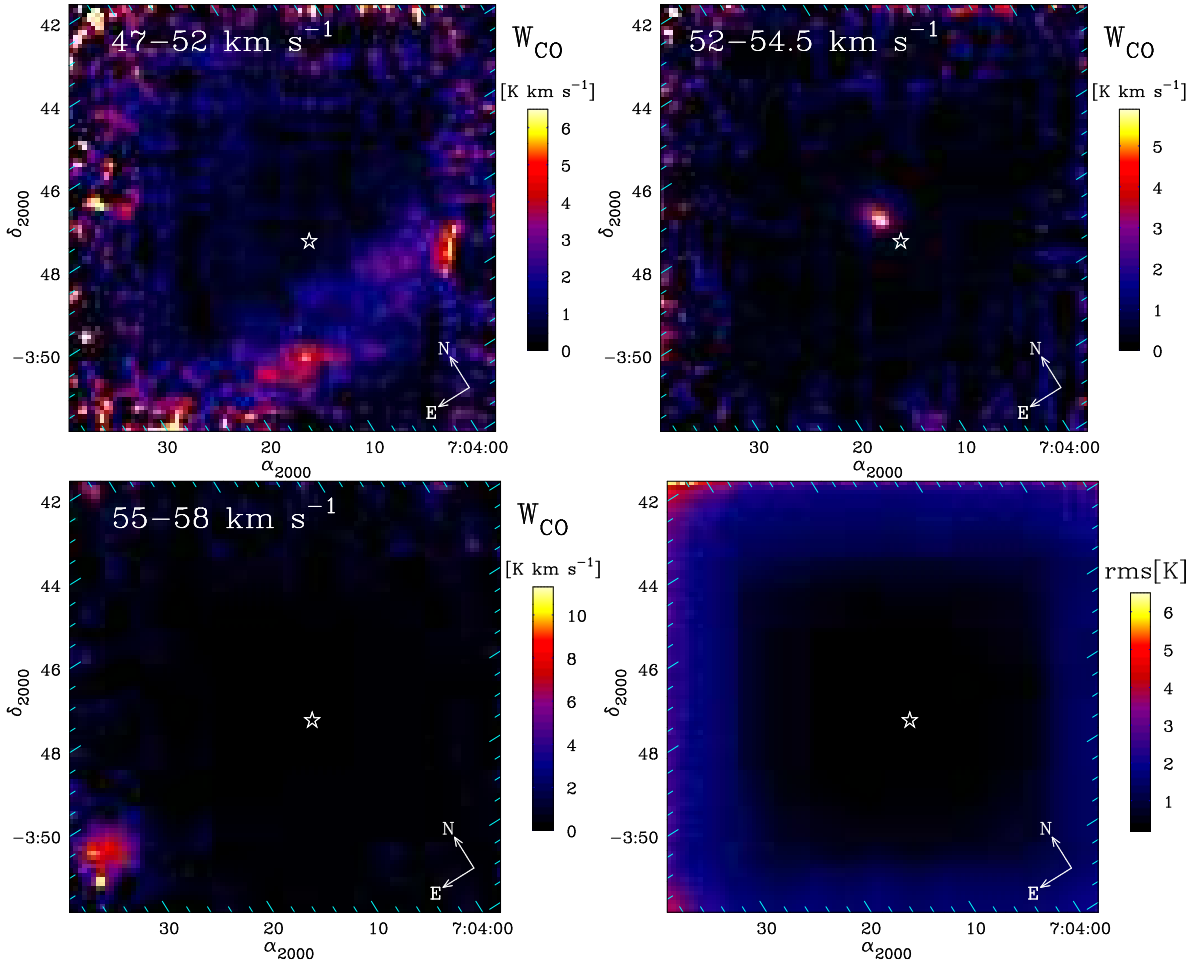
4.1 Mapa spektroskopowa BEARS w przejściu $^{12}\text{CO}(1-0)$

Poprzez dokładaną analizę mapy spektroskopowej sporządzonej na 115 GHz ustalono, że w obszarze objętym obserwacjami znajdują się trzy niezależne kinematycznie kompleksy molekularne. Scharakteryzować je można poprzez następujące zakresy prędkości: 47.0–52.0 km s⁻¹, 52.0–54.5 km s⁻¹, and 55.0–58 km s⁻¹. Mapy prezentujące sumaryczny sygnał w tychże zakresach prędkości prezentowane są razem z mapą poziomu szumów na Rys. 11. Mapy zostały sporządzone dla siatki przestrzennej $7''.5 \times 7''.5$, a poziom szumów jest dany jako średnie odchylenie standardowe widm (z wyłączeniem zakresów emisji).

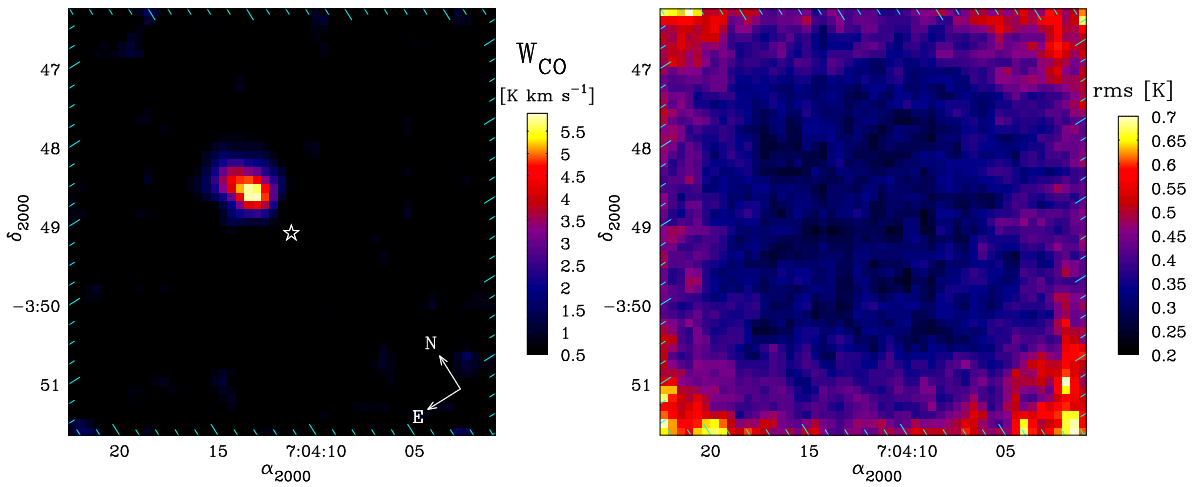
Obłoki molekularne, które widoczne są w zakresie prędkości 47.0–52.0 km s⁻¹, zlokalizowane są w pasie rozpościerającym się w kierunku wschód-zachód, w zakresie deklinacji $-3^\circ 51' 13'' \lesssim \delta \lesssim -3^\circ 55' 30''$. Pas ten ciągnie się wzdłuż całej mapy i tworzy wydłużoną strukturę, która zapewne ciągnie się dalej poza obszar objęty naszymi obserwacjami. Emisja w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ w obrębie tej struktury jest słaba i posiada kilka lokalnych pików emisji sięgających co najwyżej ~ 3 K. Kompleks ten jest bardzo rozmyty i zapewne złożony z wielu niejednorodnych obłoków o słabo określonych granicach.

W zakresie prędkości 52.0–54.5 km s⁻¹ widoczny jest tylko jeden obłok. Znajduje się on na mapie na północ od pozycji V838 Mon w obrębie obszaru echa świetlnego. Obłok jest bez wątplenia rozciągnięty, ale ma bardzo zwartą strukturę. Kształt obłoku przypomina strukturę kometarną z jądrem skierowanym w kierunku gwiazdy V838 Mon i krótkim ogonem rozciągającym się w kierunku północnym. Rozmiary obłoku wzdłuż dłuższej osi wynoszą $93''$ (wartość zmierzona dla izofoty na poziomie 10% maksymalnej emisji sygnału zsumowanego w domenie prędkości). Chmura pokazana jest w zbliżeniu na Rys. 12 (patrz też Rys. 18). Maksimum rozkładu emisji (zintegrowanej po prędkościach) znajduje się na współrzędnych $\alpha = 07^h 04^m 05^s 52$, $\delta = -03^\circ 50' 00'' 00$ (pozycja P10), tj. w odległości $52''$ od pozycji gwiazdy V838 Mon. Widmo wyekstrahowane dla tej pozycji prezentowane jest na Rys. 17. Dla większości pozycji w obrębie chmury profile linii emisyjnych mają kształt profilu Gaussa i zazwyczaj nie wykazują żadnej pod-struktury, choć niektóre linie są nieco asymetryczne. Typowa szerokość połówkowa profilu w połowie jego wysokości (and. full-width at half maximum, FWHM) wynosi $\Delta V = 0.9$ km s⁻¹. Mapy kanałów (Rys. 29) zdradzają istnienie małego gradientu w prędkościach: wyższe prędkości dominują na północy, niższe – w południowej części.

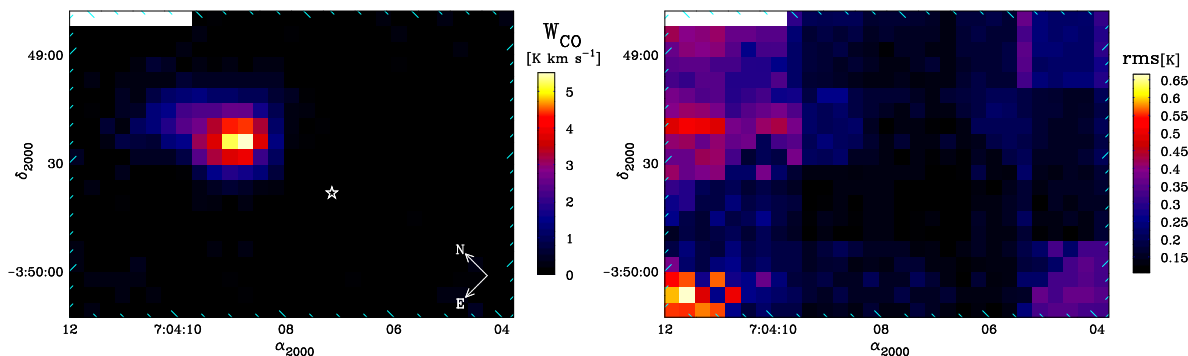
W okolicach współrzędnych $\alpha = 07^h 04^m 33^s$, $\delta = -03^\circ 51' 00''$, tj. w obszarze mapy BEARS, gdzie pokrycie obserwacjami jest mniejsze od krytycznej częstości próbkowania, widoczny jest jeszcze jeden obszar emisji molekularnej, który ogranicza się do zakresu prędkości 55.0–58.0 km s⁻¹. Z uwagi na to, że obłok znajduje się w niedopróbkowanym, silnie zaszumionym obszarze mapy i do tego na jej brzegu, nie można scharakteryzować bardziej szczegółowo tej struktury.



Rys. 11: *Panele górne i dolny lewy*: Mapy emisji $^{12}\text{CO}(1-0)$ integrowanej we wskazanych zakresach prędkości (lewy górny róg) na podstawie obserwacji OTF z kwietnia 2008. *Panel dolny prawy*: poziom szumu w zarejestrowanych widmach (wartości rms dane są na kanał szerokości 0.1 km s^{-1}). Symbolem gwiazdy oznaczono pozycję V838 Mon. Kierunek północny jest nachylony do pionu – orientacja map jest określona strzałkami.



Rys. 12: *Panel lewy*: Sumaryczna emisja w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ i zakresie prędkości $52-54.5 \text{ km s}^{-1}$ na podstawie obserwacji BEARS z kwietnia 2008. *Panel prawy*: Poziom szumów w widmach obserwowanych matrycą BEARS (wartości rms dane są na kanał szerokości 0.1 km s^{-1}). Symbolem gwiazdy oznaczono pozycję V838 Mon.



Rys. 13: *Panel lewy*: Mapa emisji $^{12}\text{CO}(3-2)$ w zakresie $52-54.5 \text{ km s}^{-1}$ na podstawie obserwacji matrycą HARP ze stycznia 2008. *Panel prawy*: Mapa poziomu szumów w obserwowanym obszarze (wartości rms dane są na kanał o szerokości 0.1 km s^{-1}). Symbolem gwiazdy oznaczono pozycję V838 Mon.

4.2 Mapa spektroskopowa HARP w przejściu $^{12}\text{CO}(3-2)$

Obszar obserwowany matrycą HARP w przejściu $^{12}\text{CO}(3-2)$ jest mniejszy niż ten obserwowany w przejściu $J=1-0$ i odpowiada centralnym częściom mapy OTF. Spektroskopowa mapa HARP pokazuje obecność emisji molekularnej w zakresie prędkości $52-54.5 \text{ km s}^{-1}$ i w tym samym obszarze nieba, co emisja widoczna w linii $(1-0)$ na podobnym zakresie prędkości. Mapa sumarycznej emisji i odpowiadająca jej mapa poziomu szumów pokazane są na Rys. 13 (patrz też Rys. 18). Mapa kanałów prezentowana jest z kolei na Rys. 30.

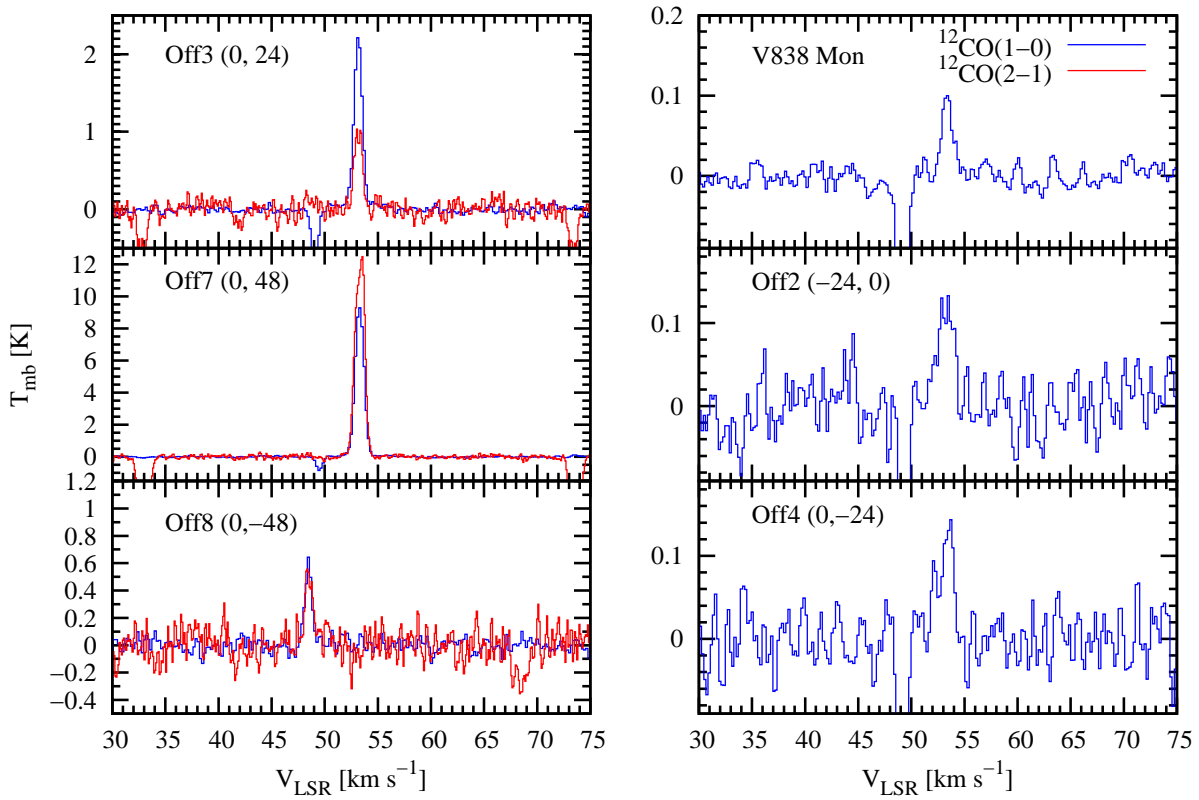
Generalna charakterystyka morfologii chmury widocznej w przejściu $\text{CO}(3-2)$ jest bardzo podobna to tego co napisano o strukturze widocznej na tych samych prędkościach w linii $\text{CO}(1-0)$. Obłok obserwowany w tym wyższym przejściu wydaje się nawet wyraźniej posiadać kometarny kształt. Izofota na poziomie 10% piksu sumarycznej emisji ma rozmiary $\sim 60''$ w dłuższej osi i $\sim 40''$ w kierunku prostopadłym. Pozycja z najsilniejszą (sumaryczną) emisją znajduje się na współrzędnych $\alpha = 07^{\text{h}}04^{\text{m}}05^{\text{s}}.4$, $\delta = -03^{\circ}50'13''.0$ (pozycja P32), czyli $39''$ od pozycji V838 Mon.

Obserwowane linie emisyjne są bardzo wąskie i mają typową szerokość połówkową $\Delta V = 0.9 \text{ km s}^{-1}$. Podobnie do tego, co zauważono dla obłoku obserwowanego w linii $\text{CO}(1-0)$, dostrzegalny jest mały gradient prędkości w obrębie struktury obłoku (patrz Rys. 30).

4.3 Widma dla wybranych pozycji w obserwacjach IRAM 30-m z września 2006

Wśród 13 obserwowanych pozycji we wrześniu 2006, emisja w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ została zarejestrowana w sześciu przypadkach: na pozycji samej gwiazdy V838 Mon oraz na pozycjach oznaczonych jako Off2, Off3, Off4, Off7, Off8. Dla trzech spośród tych pozycji, mianowicie Off3, Off7 oraz Off8, uzyskano również detekcję w linii $^{12}\text{CO}(2-1)$. Widma z zarejestrowanymi liniami emisyjnymi prezentowane są na Rys. 14. Linie emisyjne scharakteryzowane są w Tabeli 5, gdzie podano ich centralne prędkości radialne (V_{LSR}), szerokości połówkowe (ΔV), natężenie piksu emisyjnego ($T_{\text{mb}}^{\text{max}}$) oraz całkowity sygnał zsumowany w obrębie profilu linii ($I_{\text{CO}} = \int T_{\text{mb}} dV$); parametry te określono poprzez dopasowanie do każdej z obserwowanych linii profilu Gaussa.

Widma prezentowane na rysunku Rys. 14 wymagają dodatkowego komentarza technicznego. Wszystkie te widma uzyskano w trybie przełączania częstości, który często nie usuwa z widm emisji tellurycznej (mezosferycznej) molekuly CO (wpływ emisji mezosferycznej CO na widma uzyskane techniką przełączania częstości opisano w Thum et al. 2005). Emisja telluryczna CO pojawia się w widmach na prędkości radialnej mezosfery w momencie obserwacji. W naszym przypadku prędkość ta wynosiła typowo $V_{\text{LSR}} \approx 8.8 \text{ km s}^{-1}$. Po złożeniu widm



Rys. 14: Linie widmowe ^{12}CO $J=1-0$ (linia niebieska) oraz $J=2-1$ (linia czerwona) zaobserwowane na teleskopie IRAM 30-m we wrześniu 2006. Pokazano tylko widma dla tych pozycji, gdzie uzyskano detekcję emisji w danym przejściu. Struktury wyglądające jak absorpcje są aliasami emisji mezosferycznej CO.

Tabela 5: Charakterystyka linii emisyjnych obserwowanych na IRAM 30-m w 2006 roku.

pozycja	Offset		$^{12}\text{CO}(1-0)$				$^{12}\text{CO}(2-1)$			
	wzgl.	V838 Mon	V_{LSR} [km s^{-1}]	ΔV [km s^{-1}]	$T_{\text{mb}}^{\text{max}}$ [K]	I_{CO} [K km s^{-1}]	V_{LSR} [km s^{-1}]	ΔV [km s^{-1}]	$T_{\text{mb}}^{\text{max}}$ [K]	I_{CO} [K km s^{-1}]
V838 Mon	0	0	53.4	1.1	0.10	0.13				
Off2	-24	0	53.2	1.8	0.12	0.24				
Off3	0	24	53.2	0.9	2.22	2.17	53.2	0.9	1.03	0.97
Off4	0	-24	53.3	1.7	0.12	0.22				
Off7	0	48	53.3	1.0	9.47	9.77	53.3 ^a	1.1 ^a	12.70 ^a	14.23 ^a
Off8	0	-48	48.5 ^b	0.8 ^b	0.61 ^b	0.54 ^b	48.5	0.8	0.50	0.41

^akształt linii nie jest dobrze odtwarzany przez profil Gaussa

^b pomiar przeprowadzony na widmie FSW bez złożenia (tj. bez zastosowanie procedury *folding*)

procedurą *fold* emisja mezosferyczna zanieczyszcza widma nie tylko strukturą emisyjną na odpowiedniej prędkości radialnej, ale także dwoma aliasami, które wyglądają jak struktury absorpcyjne i pojawiają się (w naszym przypadku) na częstościach przesuniętych o ± 7.8 MHz względem struktury emisyjnej. Niestety linia międzygwiazdowa CO(1–0) zarejestrowana na pozycji Off8 ma prędkość centralną 48.45 km s^{-1} , gdzie wypada też jeden z aliasów emisji mezosferycznej. Z tego powodu wszelkie pomiary linii CO(1–0) na pozycji Off8 są niemożliwe na widmach złożonych procedurą *fold* i dlatego pomiarów dokonano na widmach bez złożenia. Widmo takie ma gorszą charakterystykę szumów z poziomem rms większym o czynnik $\sqrt{2}$.

Pozycje z widoczną emisją CO(1–0) można podzielić na dwie grupy: takie ze słabą emisją, gdzie natężenie pików jest mniejsze niż 0.15 K , i z silną emisją, kiedy pik emisji przekracza 0.15 K . Słaba emisja jest widoczna na pozycjach Off2, Off4 i na pozycji gwiazdy. Linie CO(1–0) są tam wycentrowane na prędkości $\sim 53.3 \text{ km s}^{-1}$ i nie posiadają swoich odpowiedników w przejściu CO(2–1). Emisja w tym wyższym przejściu jest prawdopodobnie słabsza niż poziomy szumów, które, zauważmy, przy tych samych czasach integracji są wyższe na 230 GHz niż na 115 GHz .

Jako źródła silnej emisji CO(1–0) zaliczono trzy pozycje: Off3, Off7 oraz Off8. Bardzo silne linie emisyjne na pozycjach Off3 i Off7 mają niemal te same centralne prędkości radialne $V_{\text{LSR}} = 53.2 \text{ km s}^{-1}$. Emisja znaleziona na pozycji Off8 różni się od pozostałych przede wszystkim odmienną prędkością centralną, która wynosi 48.45 km s^{-1} . Dla wszystkich trzech wymienionych pozycji z silną emisją CO(1–0) obserwowana jest też znacząca emisja w przejściu CO(2–1). Co ciekawe, stosunki natężeń tych dwóch linii są skrajnie różne dla tych trzech pozycji.

Pomiary zebrane w Tabeli 5 pokazują, że wszystkie zarejestrowane linie są bardzo wąskie z typową szerokością połówkową poniżej 1 km s^{-1} . Wyznaczona szerokość najszerszych struktur jest nieco większa, najpewniej jako skutek dopasowania profilu teoretycznego do widma o niskim stosunku sygnału do szumu. W ogólności, kształt obserwowanych linii jest dobrze odtwarzany profilem Gaussa, poza najsilniejszą linią, tj. CO(2–1) na pozycji Off7, która jest nieco asymetryczna.

4.4 Wyniki obserwacji punktowych BEARS

$^{12}\text{CO}(1-0)$

Integracje w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ na pozycjach P10 i P32 (jako pozycjach centralnych) były bardzo krótkie i miały charakter kontrolny. Detekcja linii jest ewidentna w obydwu przypadkach tylko dla centralnego receptora. Zarejestrowane linie i poziom szumów w widmach scharakteryzowane są w Tabeli 6. Widma dla pozycji P10 i P32 pokazano na Rys. 17. Natężenia linii obserwowanych w trybie PSW okażą się istotne dla oceny dokładności kalibracji danych zgromadzonych w trybie OTF (patrz Rozdz. 4.6).

W Tabeli 6 prezentowane są pomiary dla pozycji P10 i P32 zarówno dla obserwacji uzyskanych w trybie PSW jak i OTF. W przypadku pomiarów dla obserwacji OTF emisja jest silniejsza na pozycji P32 niż na P10, natomiast w przypadku obserwacji PSW emisje na obydwu pozycjach są porównywalne. Można by uznać, że klóci się to z definicją pozycji P10 jako odpowiadającej pikowi emisji w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$. Położenie pozycji P10 zostało określone na wczesnych wersjach map spektroskopowych, jeszcze w trakcie zbierania danych, jako maksimum *rozkładu* przestrzennego emisji molekularnej. Na ostatecznych wersjach map okazało się, że współrzędne odpowiadające P10 nie pokrywają się z położeniem piksela o najsilniejszej emisji. Nie zmienia to jednak sensu naszego wyводу, ponieważ P10 miała być reprezentacyjną pozycją w obrębie obłoku z silną emisją, którą łatwo zarejestrować w możliwie krótkim czasie.

$^{13}\text{CO}(1-0)$

Obserwacje matrycą BEARS w linii $^{13}\text{CO}(1-0)$ zaowocowały detekcjami linii tylko na pozycjach centralnych, tj. dla P10 i P32. Detekcja emisji jest na poziomie 5σ . Linie zostały

Tabela 6: Charakterystyka linii ^{12}CO i ^{13}CO $J=1-0$ obserwowanych na pozycjach P10 i P32 centralnym receptorem BEARS w kwietniu 2008.

position	V_{LSR} [km s $^{-1}$]	ΔV [km s $^{-1}$]	$T_{\text{mb}}^{\text{max}}$ [K]	I_{CO} [K km s $^{-1}$]	rms [mK]
$^{12}\text{CO}(1-0)$ (OTF)					
P10	53.2	0.9	6.10 ^a	5.59	289.9 ^a
P32	53.3	0.9	6.46 ^a	6.33	287.4 ^a
$^{12}\text{CO}(1-0)$ (PSW)					
P10	53.4	0.8	8.13 ^a	6.71	590.0 ^a
P32	53.5	0.9	8.07 ^a	6.77	1782 ^a
^{13}CO (1-0) (PSW)					
P10	53.3	0.7	0.59 ^b	0.45	129.0 ^b
P32	53.1	0.5	0.51 ^b	0.27	93.8 ^b

^ana kanał szerokości 0.081 km s $^{-1}$

^bna kanał szerokości 0.085 km s $^{-1}$

scharakteryzowane w Tabeli 6. Zarejestrowana emisja w izotopomerze ^{13}CO odpowiada centralną prędkością emisji ^{12}CO znalezionej na tych samych pozycjach. Linie $^{13}\text{CO}(1-0)$ wydają się węższe niż ich odpowiedniki dla ^{12}CO , jednak stosunek sygnału do szumu widm jest zbyt niski, by stwierdzić to z całą pewnością.

$\text{HCO}^+(1-0)$

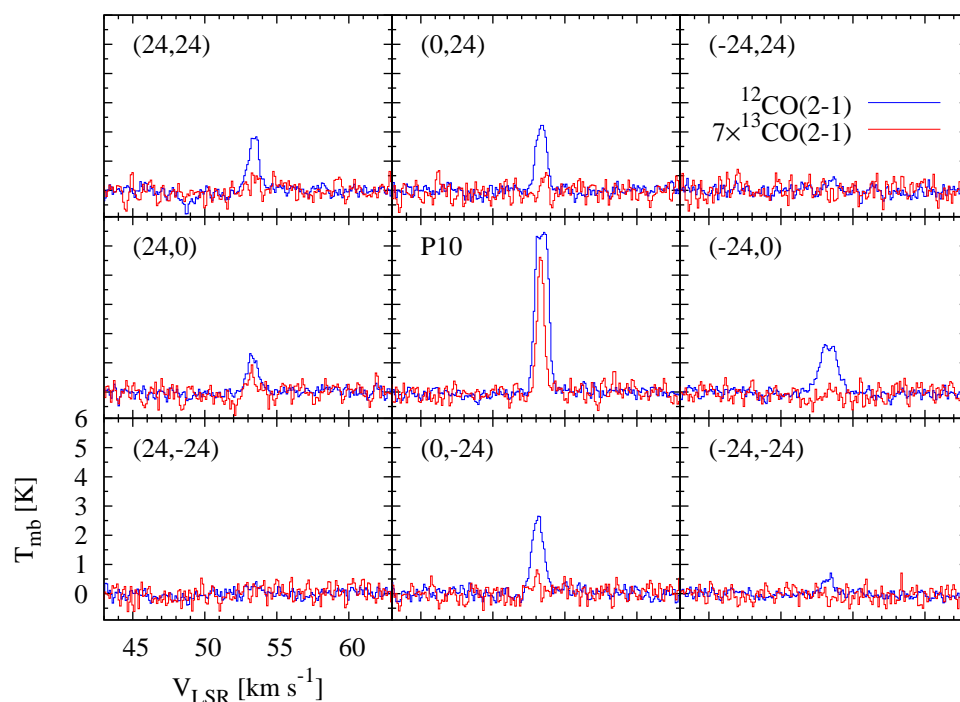
Obserwacje w przejściu $\text{HCO}^+(1-0)$ nie zaowocowały detekcją linii dla żadnej z wiązek matrycy BEARS i można wskazać tylko górny limit na emisję w tejże linii. Dla centralnego receptora, odpowiadającego pozycji P10, poziom szumów jest wielkości $3\text{rms}=0.27$ K na kanał o szerokości 0.105 km s $^{-1}$. Wartość ta stanowi tylko połowę piku emisji w linii $^{13}\text{CO}(1-0)$ na tej samej pozycji, więc brak detekcji linii $\text{HCO}^+(1-0)$ nie dziwi.

4.5 Pozycje obserwowane matrycą HERA

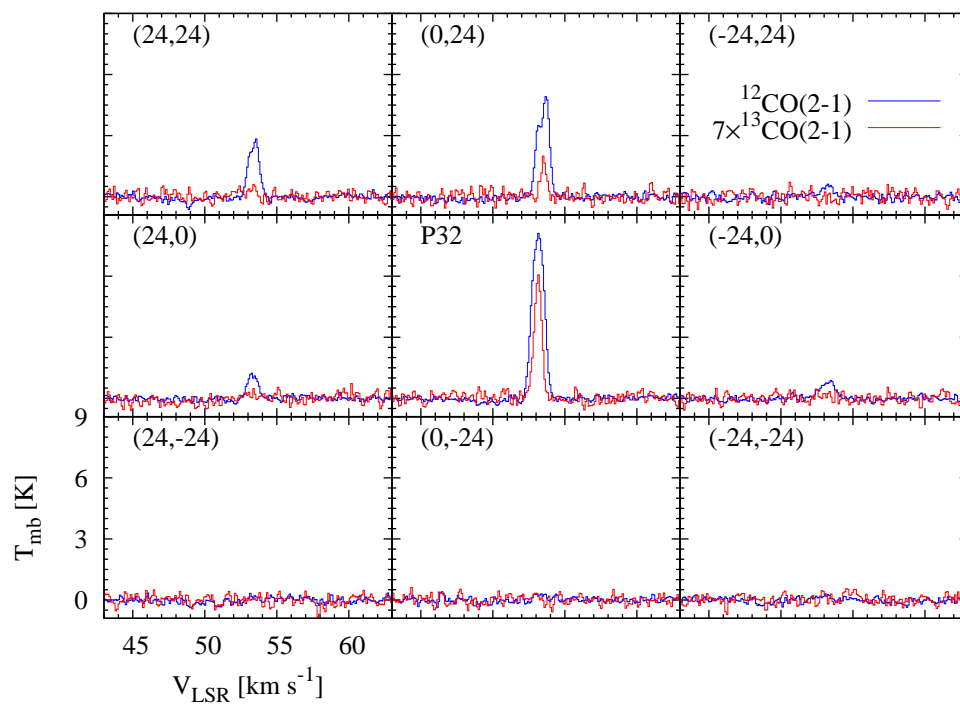
Widma uzyskane matrycą HERA w styczniu 2009 prezentowane są na Rys. 15 i 16. Podstawowe pomiary linii emisyjnych zebrano w Tabelach 7 i 8.

W trakcie redukcji danych okazało się, że w przypadku obserwacji wycentrowanych zarówno na P10 jak i na P32, widma odpowiadające receptorowi na offsecie (24,24) posiadają wąską i słabą strukturę „absorpcyjną” na prędkości ~ 49 km s $^{-1}$. Jako że trudno spodziewać się w obserwowanym obszarze jakiegokolwiek znaczącej emisji w kontinuum, „absorpcje” te są najpewniej efektem istnienia emisji molekularnej na pozycji referencyjnej Off dla receptora (24,24). Na szczęście, emisja na pozycji Off w żaden sposób nie zniekształca interesującej nas emisji na prędkościach w okolicach 53.3 km s $^{-1}$.

Spośród pozycji obserwowanych matrycą HERA wycentrowaną na P10, tylko na pozycji (24,-24) nie zarejestrowano żadnej emisji w linii $^{12}\text{CO}(2-1)$. Na pozycjach (-24,-24) i (-24,24) widać tylko słabą emisję, której zintegrowany sygnał jest mniejszy niż 1 K km s $^{-1}$. Na pozostałych 6 pozycjach linie są silne, przy czym na pozycji centralnej P10 emisja jest zdecydowanie najsilniejsza. Profile linii oglądane w oryginalnej rozdzielczości są nieregularne; w przypadku pozycji P10 i (-24,0) profil zdradza obecność przynajmniej dwóch komponentów emisyjnych tworzących ciasną blendę. Dla dwóch pozycji z silną emisją $^{12}\text{CO}(2-1)$ udało się też zarejestrować emisję w analogicznej linii izotopomeru ^{13}CO , mianowicie na pozycjach P10 i (24,0), choć w tym drugim przypadku pik emisji jest tylko na poziomie 3rms . Emisje w linii ^{13}CO są wyraźnie węższe niż ich odpowiedniki w liniach ^{12}CO , a linia na pozycji P10 jest



Rys. 15: Widma uzyskane matrycą HARP w styczniu 2009 dla P10 jako pozycji centralnej. Widma w przejściu $^{12}\text{CO}(2-1)$ przedstawiono linią niebieską, natomiast przeskalowane widma w przejściu $^{13}\text{CO}(2-1)$ prezentowane są linią czerwoną. Offsety obserwowanych pozycji, liczone względem pozycji P10, podane są lewym górnym rogu każdego panelu.



Rys. 16: To samo co na Rys. 15, ale dla P32 jako pozycji centralnej. Offsety podano względem P32.

Tabela 7: Charakterystyka linii emisyjnych obserwowanych matrycą HERA na IRAM 30-m w 2009 roku z pozycją P10 jako pozycją centralną matrycy. Wartości $T_{\text{mb}}^{\text{max}}$ odpowiadają kanałom szerokości 0.102 km s^{-1} (^{12}CO) i 0.106 km s^{-1} (^{13}CO).

Offset wzgl. P10 ($\Delta\alpha''$, $\Delta\delta''$)		$^{12}\text{CO}(2-1)$				$^{13}\text{CO}(2-1)$			
		V_{LSR} [km s^{-1}]	ΔV [km s^{-1}]	$T_{\text{mb}}^{\text{max}}$ [K]	I_{CO} [K km s^{-1}]	V_{LSR} [km s^{-1}]	ΔV [km s^{-1}]	$T_{\text{mb}}^{\text{max}}$ [K]	I_{CO} [K km s^{-1}]
-24	-24	53.3	0.9	0.52	0.49				
-24	0	53.3	1.3	1.63	2.33				
-24	24	53.5	1.0	0.47	0.51				
0	-24	53.1	1.0	2.68	2.77				
0	0	53.4	1.0	6.10 ^a	6.46 ^a	53.3	0.6	0.67	0.42
0	24	53.4	0.8	2.31	2.01				
24	0	53.3	0.9	1.23	1.16	53.2	0.6	0.10	0.06
24	24	53.4	0.8	1.87	1.68				

^aLinia nie jest dobrze odwzorowana przez profil Gaussa; prosty odczyt $T_{\text{mb}}^{\text{max}}$ daje 5.47 K , natomiast sumowanie sygnału w obrębie profilu daje $I_{\text{CO}}=6.15 \text{ K km s}^{-1}$

Tabela 8: To samo co w Tabeli 7, ale dla P32 jako pozycji centralnej.

Offset wzgl. P32 ($\Delta\alpha''$, $\Delta\delta''$)		$^{12}\text{CO}(2-1)$				$^{13}\text{CO}(2-1)$			
		V_{LSR} [km s^{-1}]	ΔV [km s^{-1}]	$T_{\text{mb}}^{\text{max}}$ [K]	I_{CO} [K km s^{-1}]	V_{LSR} [km s^{-1}]	ΔV [km s^{-1}]	$T_{\text{mb}}^{\text{max}}$ [K]	I_{CO} [K km s^{-1}]
-24	0	53.3	1.2	0.81	1.04				
-24	24	53.3	0.8	0.55	0.48				
0	0	53.1	1.0	8.38	8.54	53.1	0.6	0.85	0.56
0	24	53.5	1.0	4.67	4.74	53.5	0.5	0.26	0.13
24	0	53.3	0.8	1.21	1.02				
24	24	53.4	0.8	2.76	2.47				

doskonale odtwarzana przez profil Gaussa.

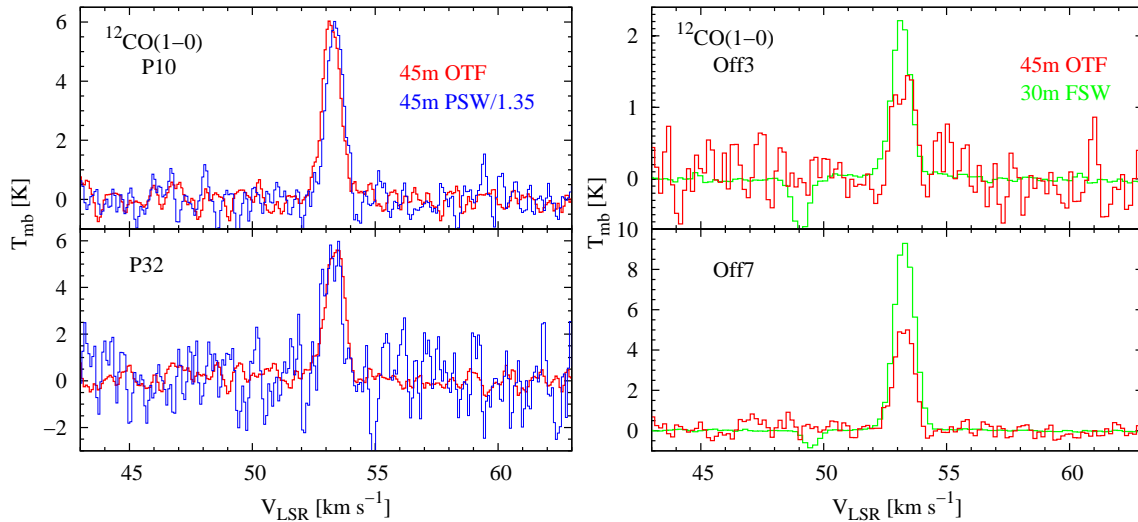
W przypadku obserwacji wycelowanych na pozycji P32, emisję $^{12}\text{CO}(2-1)$ udało się zarejestrować tylko dla pozycji odpowiadających położeniom sześciu północnych receptorów, czyli pozycje (24,-24), (0,-24) oraz (-24,-24) są w naszych obserwacjach wolne od emisji. Zarejestrowane linie emisyjne znowu wykazują zauważalną nieregularność kształtów profili, ale tylko linia na pozycji (0,24) ma wyraźnie dostrzegalne dwa komponenty. Dla pozycji P32 i (0,24) widoczna jest znacząca emisja w linii $^{13}\text{CO}(2-1)$. Profile tej emisji są doskonale odtwarzane przez profil Gaussa i są niemal dwukrotnie węższe niż ich odpowiedniki widoczne w linii ^{12}CO .

4.6 Porównanie obserwacji dla tych samych pozycji ale z różnych instrumentów w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$

W celu lepszego zrozumienia jakości kalibracji zgromadzonych danych interesujące wydaje się porównanie widm zrobionych w danym przejściu dla tych samych pozycji przy użyciu różnych instrumentów i różnych technik obserwacyjnych. Możliwość taką dają obserwacje w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$, która była obserwowana matrycą BEARS na pozycjach P10 i P32 w trybie OTF i PSW, oraz na pozycjach Off3 i Off7, gdzie linia została zarejestrowana w obserwacjach teleskopem IRAM 30-m i w obserwacjach OTF na teleskopie 45-m. Na potrzeby poniższej dyskusji wyekstrahowano z mapy spektroskopowej OTF widma dla czterech wspomnianych pozycji. Różnice między zdefiniowanymi współrzędnymi pozycji P10, P32, Off3 i Off7, a faktycznymi współrzędnymi ekstrahowanych widm na mapie spektroskopowej są mniejsze niż formalne błędy pozycjonowania charakteryzujące obserwacje.

Porównamy najpierw obserwacje tych samych pozycji matrycą BEARS w trybie OTF i PSW. Odpowiednie widma zestawiono na Rys. 17, natomiast pomiary linii zebrano w Tabeli 6. Widać wyraźnie, że emisja widoczna w obserwacjach PSW jest o czynnik ~ 1.35 silniejsza niż jej odpowiedniki w obserwacjach OTF. Różnica w poziomie emisji znacznie przekracza szacowaną dokładność kalibracji danych uzyskanych matrycą BEARS ($\sim 14\%$). Za różnice w natężeniach linii uzyskanych tymi dwiema technikami mogą odpowiadać błędy pozycjonowania teleskopu (*pointingu*) oraz fakt, że efektywne wielkości wiązek są dla nich różne ($19''.2$ dla OTF i $14''.9$ dla PSW). W konsekwencji porównujemy tu widma nieco innych obszarów obłoku. Za taką interpretacją przemawia fakt, że silna linia obserwowana na pozycji P10 jest nieco przesunięta w prędkościach w obydwu obserwacjach. Obserwowana chmura jest bardzo niejednorodna i nawet małe różnice w położeniu i wielkości wiązek mogą dawać dostrzeżone różnice natężeń. Zaznaczmy, że pozycjonowanie teleskopu 45-m w Nobeyama jest bardzo problematyczne. Wielki teleskop jest bardzo podatny na nawet niewielkie podmuchy powietrza i choć nasze obserwacje robiono w warunkach słabego wiatru, to efektu degradacji pozycjonowania nie można nigdy wyeliminować całkowicie. Dodatkowo, kalibracji pozycjonowania teleskopu 45-m dokonuje się na źródłach maserów SiO na 43 GHz, czyli dla znacznie większej wiązki głównej niż ta dla obserwacji programowych na 115 GHz. Z drugiej strony, ze względu na swą specyfikę (m. in. duża liczba odwiedzin tej samej pozycji po niezależnych kalibracjach pozycjonowania), obserwacje OTF są mniej podatne na błędy pozycjonowania teleskopu i przez to bardziej reprezentacyjne dla przypisanych im pozycji. W świetle powyższego można być skłonny do uznania obserwacji OTF za bardziej wiarygodne.

Jeszcze gorzej wygląda porównanie danych zgromadzonych dla pozycji Off3 i Off7, które prezentujemy na Rys. 17. Natężenia linii w obserwacjach teleskopem IRAM 30-m są 1.9 i 1.6 razy silniejsze niż wynika to z danych uzyskanych w trybie OTF na teleskopie 45-m. Oczywiście i w tym przypadku winą za rozbieżności można obarczyć błędy pozycjonowania i różne wielkości wiązek ($19''.2$ dla OTF i $21''.3$ dla obserwacji IRAM). Warto tu dodać, że kilku obserwatorów doniosło, że obserwacje z teleskopu 30-m dają systematycznie *zanizzone* natężenia linii w pasach 115 i 230 GHz (Decin et al. 2010, i wymienione tam referencje), co komplikuje jeszcze bardziej ocenę wiarygodności zebranych danych. Niepokojące jest jednak



Rys. 17: *Lewe panele:* Porównanie obserwacji w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ dla pozycji P10 (górny panel) i P32 (dolny panel) uzyskanych za pomocą matrycy BEARS na 45-m teleskopie w Nobeyama w trybie PSW (linia niebieska) i OTF (linia czerwona). Widma PSW zostały przeskalowane. Obydwa zestawy danych prezentowane są w rozdzielczości 0.081 km s^{-1} . *Prawe panele:* Porównanie obserwacji w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ dla pozycji Off3 (górny panel) i Off7 (dolny panel) uzyskanych w obserwacjach OTF na teleskopie 45-m (czerwona linia) i w trybie przełączania częstości (FSW) na teleskopie 30-m (linia zielona). Widma pokazano w rozdzielczości 0.2 km s^{-1} .

to, że obserwacje OTF dają konsekwentnie zawsze niższe natężenia na emisję, jeśli porównać je do obserwacji punktowych z teleskopów 45-m i 30-m. Efekt może być więc systematyczny.

Z powyższej dyskusji wynika, że natężenia linii uzyskane z obserwacji OTF są raczej niepewne i należy je traktować z dużą ostrożnością. Analogicznymi niepewnościami mogą być obciążone także obserwacje BEARS w linii $^{13}\text{CO}(1-0)$.

4.7 Pomiary linii emisyjnych $^{12}\text{CO}(3-2)$ dla wybranych pozycji

Na potrzeby analizy parametrów fizycznych emitującego gazu (Rozdz. 5.2) ważne jest uzyskanie możliwie największej ilości pomiarów linii emisyjnych w obrębie obłoku. Dość bogaty materiał obserwacyjny został jak dotąd zaprezentowany dla pozycji P10 i P32 (tj. zmierzono linie $J=1-0$ oraz $2-1$ dla ^{12}CO i ^{13}CO ; w sumie po 4 linie) oraz Off3, Off7, Off8 (głębokie integracje w ^{12}CO $J=1-0$ i $2-1$; w sumie po dwie linie). W Tabeli 9 uzupełniamy ten materiał o kolejne pomiary w przejściu $^{12}\text{CO}(3-2)$ uzyskane na podstawie widm ekstrahowanych ze spektroskopowej mapy HARP. Prezentowane pomiary są wynikami dopasowania profilu Gaussa do obserwowanych linii. Na pozycji odpowiadającej Off8 nie widać żadnej emisji i można podać tylko jej górny limit $3\text{-rms}=0.45 \text{ K}$. Tabela 9 zawiera także pomiar dla pozycji $\alpha = 07^{\text{h}}04^{\text{m}}05^{\text{s}}.4$, $\delta = -03^{\circ}49'49''.0$, oznaczonej dalej jako $(0,24)_{\text{P32}}$, która była obserwowana matrycą HARP na offsecie $(0,24)$ względem P32 i posiada silną emisję w linii $J=2-1$ zarówno dla ^{12}CO , jak i ^{13}CO . Dla porządku podajemy tu także wyniki pomiaru dla tej samej pozycji w obserwacjach OTF w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$: $V_{\text{LSR}}=53.4 \text{ km s}^{-1}$, $\Delta V=0.8 \text{ km s}^{-1}$, $T_{\text{mb}}^{\text{max}}=5.01 \text{ K}$, $I_{\text{CO}}=4.46 \text{ K km s}^{-1}$, $\text{rms}=284 \text{ mK}$ (na kanał szerokości 0.081 km s^{-1}).

Tabela 9: Charakterystyka linii emisyjnych $^{12}\text{CO}(3-2)$ obserwowanych na wybranych pozycjach w obserwacjach HARP/JCMT w styczniu 2009. Wartości rms i $T_{\text{mb}}^{\text{max}}$ podane są na kanał szerokości 0.1 km s^{-1} .

pozycja	V_{LSR} [km s^{-1}]	ΔV [km s^{-1}]	$T_{\text{mb}}^{\text{max}}$ [K]	I_{CO} [K km s^{-1}]	rms [mK]
P10	53.4	0.9	3.58	3.44	217
P32	53.2	1.0	5.29	5.60	219
(0,24) _{P32}	53.4	0.7	1.84	1.40	303
Off3	53.1	0.9	1.05	1.05	153
Off7	53.3	0.9	2.56	2.50	218

Charakterystyka obłoku molekularnego w obszarze echa

W rozdziale tym dokonuje się charakterystyki obłoku molekularnego obserwowanego w obszarze echa V838 Mon. Szczegółowej analizie poddany zostaje rozkład przestrzenny obserwowanej emisji molekularnej. Bogaty materiał obserwacyjny wykorzystano do określenia parametrów fizycznych charakteryzujących chmurę. Podjęto próbę określenia gęstości kolumnowych, gęstości i temperatur kinetycznych dla kilku linii widzenia w obrębie obłoku poprzez modelowanie natężeń linii. Określono też podstawowe, bardziej globalne parametry obłoku, takie jak lokalizacja obłoku w Galaktyce, fizyczne rozmiary i całkowita masa. Na koniec, podjęto także próbę sklasyfikowania obłoku.

5.1 Rozkład przestrzenny gazu na podstawie map i obserwacji na pojedynczych pozycjach

Prezentowany w Rozdz. 4 materiał obserwacyjny pozwala określić dość dokładnie rozkład materii molekularnej w obszarze echa świetlnego V838 Mon. Mapy zrobione w liniach $^{12}\text{CO}(1-0)$ oraz $^{12}\text{CO}(3-2)$ pokazują zwarty obszar emisji molekularnej kilkadziesiąt sekund łuku na północ od pozycji V838 Mon. Obszar ten jest prezentowany na mapie konturowej w obydwu przejściach jednocześnie na Rys. 18. Obserwacje, które zaowocowały mapami emisji nie były jednak zbyt głębokie, tzn. chcąc pokryć obserwacjami jak największy obszar nieba w rozsądnym czasie, należało ograniczyć integracje przypadające na pojedyncze pozycje tworzące siatkę mapy. Prezentowane w Rozdz. 4 obserwacje, które są wynikiem długich integracji na pojedynczych pozycjach, pozwalają na dodatkowy i ważny wgląd w rozkład materii molekularnej w obszarze echa.

Na Rys. 18 zaznaczono pozycje, dla których długie integracje przyniosły detekcje w liniach $^{12}\text{CO}(1-0)$ i $(2-1)$. Przeanalizujemy najpierw wyniki obserwacji w niższym przejściu. Pozycje, gdzie głębokie integracje teleskopem IRAM 30-m z września 2006 roku zakończyły się detekcją zaznaczono purpurowymi okręgami. Cztery spośród tych pozycji leżą poza głównym obszarem emisji wskazanym konturami. Emisja na pozycji Off8 jest związana z obłokiem na prędkości $\sim 48 \text{ km s}^{-1}$, który najprawdopodobniej nie jest związany fizycznie z echem i przez to jest poza obszarem naszego zainteresowania (patrz dyskusja w Rozdz. 6). Pozostają więc trzy pozycje z emisją w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ na prędkości 53.3 km s^{-1} i znajdujące się poza głównym obszarem chmury. Emisja na tych pozycjach jest bardzo słaba i ginie głęboko w szumach widm zdobytych w technice OTF. Głębokie integracje z 2006 roku przekonują, że obszar emisji w najniższym przejściu rotacyjnym CO jest bardziej rozległy niż pokazują to mapy OTF. W szczególności obszar w najbliższym sąsiedztwie gwiazdy V838 Mon charakteryzuje się słabą – ale niezerową – emisją.

Detekcje w linii $^{12}\text{CO}(2-1)$ zaznaczono na Rys. 18 zielonymi plusami. Linie emisyjną udało się zarejestrować wyłącznie w obszarze wyznaczonym izofotami emisji $^{12}\text{CO}(1-0)$. Jeśli zwrócić uwagę, że emisje znalezione na offsecie $(-24, 24)$ względem pozycji P10 i na takim samym offsecie względem pozycji P32 są bardzo słabe (tj. na granicy detekcji), to można stwierdzić że rozkład emisji w linii $^{12}\text{CO}(2-1)$ musi przypominać rozkład gazu widocznego na mapie emisji $^{12}\text{CO}(3-2)$. Pomimo długich integracji nie ma śladów znaczącej emisji $(2-1)$ na południe

od wyrysowanych izofot, włączając w to pozycje z obserwowanym sygnałem w linii (1–0). Obserwacje na pozycji gwiazdy z czasem integracji bliskim 6 h dały górny limit na emisję w linii (2–1) wielkości 3-rms=13.9 mK km s⁻¹, co jest wartością około 10 razy mniejszą niż sygnał zarejestrowany w linii (1–0) na tej samej pozycji i o około 20 razy mniejszą niż na pozycjach Off3 i Off4. Można więc stwierdzić, że obszar bezpośrednio sąsiadujący z V838 Mon (tj. na pozycjach Off3, Off4, na pozycji gwiazdy) jest praktycznie pozbawiony emisji w linii (2–1).

Powyższa analiza rozkładu gazu w kolejnych przejściach rotacyjnych pozwala na jakościowy, choć przynajmniej bardzo zgrubny, opis warunków fizycznych obszaru molekularnego. Natężenia linii rotacyjnych CO skalują się z gęstościami kolumnowymi molekuł w danym stanie rotacyjnym J , a stosunki natężeń linii są bardzo dobrym wskaźnikiem warunków fizycznych. W ogólności wyższe stany rotacyjne odpowiadają gazowi o wyższej temperaturze i gęstości, zgodnie z tym, jak z liczbą rotacyjną J zmienia się charakterystyczna temperatura wzbudzenia T_{ex} i gęstość krytyczna $n_{\text{crit}}(\text{H}_2)$ przejścia. Obszary molekularne o dużym natężeniu linii z poziomów $J > 1$ w stosunku do natężenia linii $J=1-0$ charakteryzowane są więc przez wysokie temperatury i duże gęstości (Hasegawa 1997). Stosując takie czysto fenomenologiczne podejście, można stwierdzić, że w obszarze nieba zdefiniowanym izofotami emisji CO(3–2) znajduje się gęsty i stosunkowo ciepły gaz (dla $J=3$ mamy $T_{\text{ex}} = 33.2$ K, $n_{\text{crit}}(\text{H}_2) \approx 5 \cdot 10^4$ cm⁻³). To gęste jądro molekularne otoczone jest rozrzedzonym gazem, zajmującym nieco większy obszar nieba i widocznym jedynie w przejściu CO(1–0) (dla $J=1$ mamy $n_{\text{crit}}(\text{H}_2) \approx 3 \cdot 10^3$ cm⁻³). Poniżej dokonujemy bardziej ilościowej oceny warunków fizycznych w obłoku.

5.2 Modelowanie natężeń linii rotacyjnych CO dla wybranych pozycji w obrębie echa

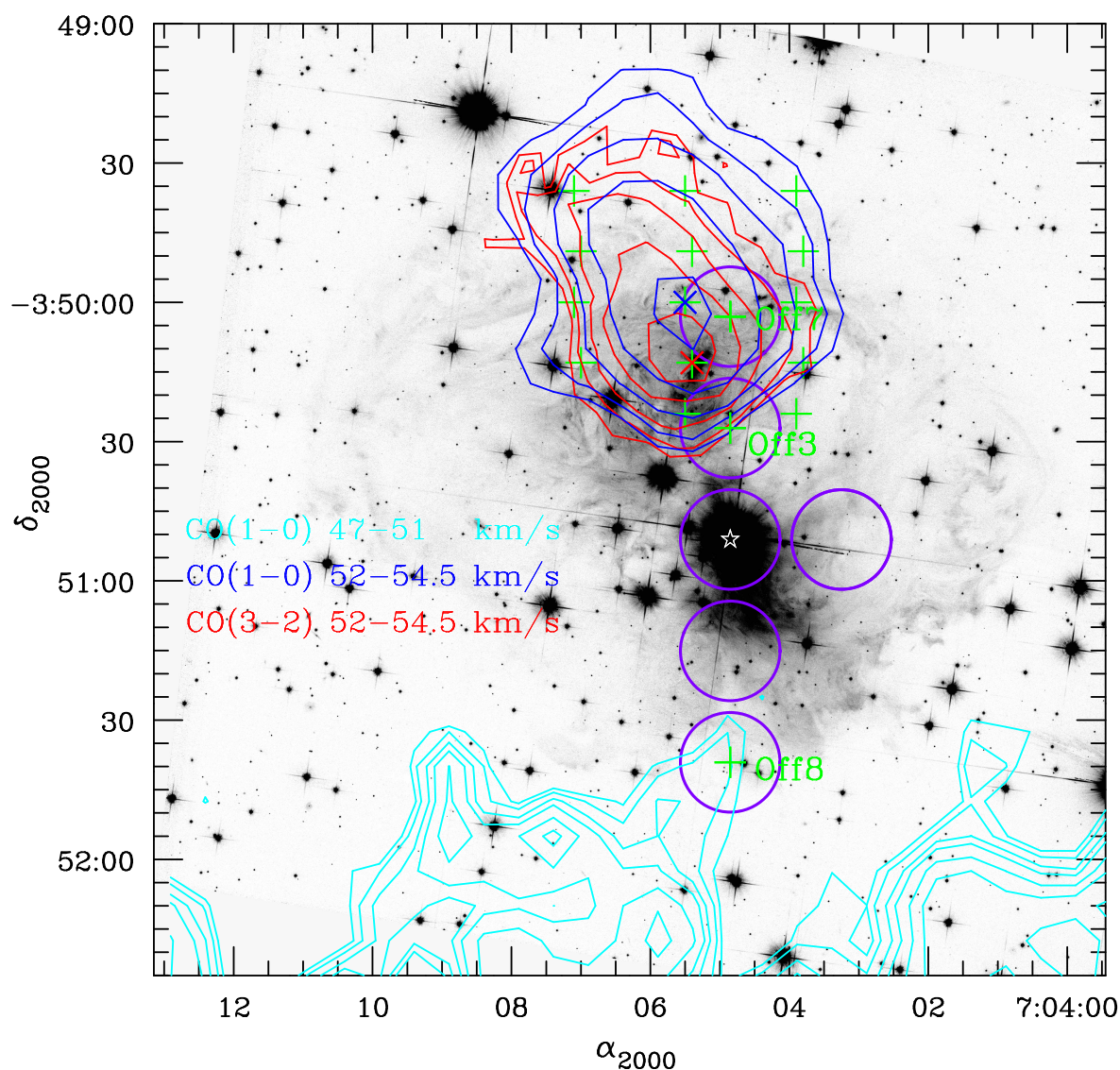
Wykorzystując zebrany materiał obserwacyjny, podjęto próbę określenia warunków fizycznych w obszarze obłoku poprzez modelowanie natężeń linii CO dla szerokiego zakresu charakterystycznych parametrów fizycznych i porównanie wyników modelowania z obserwowanymi natężeniami linii. Do symulacji natężeń linii użyto programu Radex (Van der Tak et al. 2007) w wersji z 20 listopada 2008. Program i użyte dane wejściowe krótko opisano w Rozdz. 5.2.1. Wygenerowane siatki modeli opisano w Rozdz. 5.2.2. Najlepszego modelu szukano porównując zmierzone wartości I_{CO} obserwowanych linii do ich odpowiedników generowanych w symulacjach. Rozpatrywano przy tym pozycje, dla których udało się uzyskać przynajmniej trzy wiarygodne pomiary natężeń linii. Dla każdej pozycji i modelu liczone wartości χ^2 według następującej formuły

$$\chi^2 = \sum_i^N \left(\frac{I_{\text{CO},i}^{\text{obs}} - I_{\text{CO},i}^{\text{mod}}}{\Delta I_{\text{CO},i}^{\text{obs}}} \right)^2, \quad (17)$$

gdzie sumowanie odbywa się po wyrazach odpowiadających kolejnym liniom emisyjnym. $I_{\text{CO},i}^{\text{mod}}$ oznacza natężenie linii uzyskane w symulacjach, $I_{\text{CO},i}^{\text{obs}}$ jest zmierzonym natężeniem linii, natomiast $\Delta I_{\text{CO},i}^{\text{obs}}$ jest niepewnością pomiaru. Dla wygody wszystkie pomiary dla interesujących nas pozycji zebrano w Tabeli 10. Wyszczególniono tam też niepewności pomiarowe, które są średnią geometryczną błędów *absolutnej* kalibracji i wartości 3-rms $\cdot\Delta V_{\text{ch}}$ (gdzie ΔV_{ch} jest szerokością elementu rozdzielczości) charakteryzującej dane widmo. Jako błąd absolutnej kalibracji przyjęto wartości wymienione w Tabeli 11. Są to niepewności kalibracji wskazane przez odpowiednie obserwatoria i dają one tylko orientacyjne pojęcie o rzeczywistych błędach.

5.2.1 Program Radex

Radex jest programem rozwiązującym równania transferu promieniowania poza równowagą termodynamiczną (tj. w podejściu non-LTE), używającym formalizmu *prawdopodobieństwa*



Rys. 18: Kontury emisji w liniach rotacyjnych ^{12}CO na tle obrazu optycznego echa V838 Mon w ujęciu HST/ACS z września 2006. Niebieskie kontury pokazują emisję w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ zsumowaną w przedziale 52–54.5 km s $^{-1}$ (kontury odpowiadają wartościom 0.99, 1.35, 2.01, 3.26 i 5.66 K km s $^{-1}$), natomiast turkusowe kontury reprezentują emisję w tej samej linii, ale w przedziale prędkości 47–51 km s $^{-1}$ (1.19, 1.34, 1.57, 1.75, 2.07, 2.40 i 2.87 K km s $^{-1}$). Czerwone kontury prezentują emisję w linii $^{12}\text{CO}(3-2)$ w zakresie 52–54.5 km s $^{-1}$ (0.31, 0.51, 1.07, 2.10 i 3.88 K km s $^{-1}$). Pozycja gwiazdy V838 Mon oznaczona jest białym symbolem gwiazdy. Zielone symbole ‘+’ wskazują centralne pozycje obserwowane teleskopem IRAM 30-m w 2006 i 2009 roku, w których dokonano detekcji w linii $^{12}\text{CO}(2-1)$. Purpurowymi okręgami zaznaczono pozycje obserwowane w 2006 roku, dla których stwierdzono emisję w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$. Symbole ‘x’ z kolei wskazują położenie pozycji P10 (niebieski) i P32 (czerwony).

Tabela 10: Zebrane wyniki pomiarów natężeń linii i ich niepewności dla wybranych pozycji.

linia	I_{CO} [K km s ⁻¹]	ΔI_{CO} [K km s ⁻¹]
pozycja P10		
¹² CO(1-0)	5.59	1.40
¹² CO(2-1)	6.15	0.92
¹² CO(3-2)	3.44	0.69
¹³ CO(1-0)	0.45	0.10
¹³ CO(2-1)	0.42	0.06
pozycja P32		
¹² CO(1-0)	6.33	1.58
¹² CO(2-1)	8.54	1.28
¹² CO(3-2)	5.60	1.12
¹³ CO(1-0)	0.27	0.06
¹³ CO(2-1)	0.56	0.08
pozycja Off3		
¹² CO(1-0)	2.17	0.22
¹² CO(2-1)	0.97	0.15
¹² CO(3-2)	1.05	0.22
pozycja Off7		
¹² CO(1-0)	9.77	0.98
¹² CO(2-1)	14.23	2.13
¹² CO(3-2)	2.50	0.50
pozycja (0,24) _{P32}		
¹² CO(1-0) ^a	4.46 ^a	1.18 ^a
¹² CO(2-1)	4.74	0.71
¹² CO(3-2)	1.40	0.29
¹³ CO(2-1)	0.13	0.02

^apomiary dla tej linii nie zostały włączone do modelowania

Tabela 11: Oceniana dokładność absolutnej kalibracji natężeń linii dla instrumentów, których użyto do obserwacji linii molekularnych w obszarze echa.

Instrument	Linia	Dokł.
HERA	¹² CO(2-1)	15%
HERA	¹³ CO(2-1)	15%
HARP	¹² CO(3-2)	20%
BEARS	¹² CO(1-0)	25%
BEARS	¹³ CO(1-0)	25%
AB100 ^a	¹² CO(1-0)	10%
AB230 ^a	¹² CO(2-1)	15%

^adla obserwacji odbiornikami jedno-receptorowymi na IRAM 30-m

ucieczki (ang. escape probability; Sobolev 1960). Spośród kilku dostępnych opcji użycia programu, wybraliśmy najprostszą, nazwaną *jednorodną kulą* (ang. uniform sphere). W konfiguracji takiej ośrodek jest traktowany jako statyczny, sferycznie symetryczny i jednorodny, a prawdopodobieństwo ucieczki fotonu z obłoku dane jest formułą (porównaj z Osterbrock & Ferland 2006)

$$\beta = \frac{1.5}{\tau} \left[1 - \frac{2}{\tau^2} + \left(\frac{2}{\tau} + \frac{2}{\tau^2} \right) e^{-\tau} \right], \quad (18)$$

gdzie τ jest grubością optyczną. Radex iteracyjnie rozwiązuje równania równowagi statystycznej zaczynając od przypadku cienkiego optycznie.

Dane spektroskopowe i stałe zderzeniowe wymagane przez program Radex wzięto z bazy danych LAMDA (Schöier et al. 2005). Chociaż Radex umożliwia uwzględnienie w obliczeniach kilku partnerów zderzeniowych rozpatrywanej molekuly, to zdecydowano, że w naszych obliczeniach jedynym partnerem zderzeniowym CO będzie molekula H₂. Zapewne w obserwowanym obłoku molekularnym znajdują się pewne ilości wodoru atomowego, który może mieć znaczenie dla transferu promieniowania w obserwowanych liniach (Liszt 2006), jednak nie ma żadnych solidnych wskazówek na temat względnej zawartości H/H₂ w obłoku (ale patrz Rozdz. 5.3.6). Zaniedbujemy również zderzenia z atomami helu, dla którego nie dysponujemy stałymi zderzeniowymi (zgrubną metodą na uwzględnienie obecności helu jest sztuczne podwyższenie gęstości H₂ o czynnik 1.2, jeśli założyć kanoniczny stosunek obfitości H₂/He w ośrodku międzygwiazdowym; stosunek ten może być mniejszy dla zewnętrznych obszarów Galaktyki i wówczas poprawka jest zaniedbywana). Baza danych LAMDA zapewnia tempa zderzeń CO–H₂ zarówno dla orto- jak i para-H₂. W naszych obliczeniach założono, że stosunek stanów orto i para odpowiada równowadze termodynamicznej przy danej temperaturze kinetycznej modelu.

Radex wymaga zdefiniowania pola promieniowania, które jest tłem dla rozpatrywanego obłoku. W podstawowej siatce modeli zakładaliśmy, że jedynym polem promieniowania jest kosmiczne promieniowanie tła (ang. cosmic microwave background, CMB) z rozkładem promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze $T_{\text{bg}}=2.725$ K.

Transfer promieniowania w liniach widmowych rozwiązywany jest w programie Radex tak, jakby miały one profile prostokątne, tj. grubość optyczna nie zmienia się w obrębie linii. Aby porównać obserwowane natężenia linii z tymi obliczonymi, znajdująca się w wynikach temperatura promieniowania T_r (ang. radiation temperature) mnożona jest przez szerokość połówkową linii ΔV i poprawiona o czynnik $\sqrt{\pi}/(2\sqrt{\ln 2})=1.064$, co daje zintegrowane natężenie linii odpowiadające profilowi Gaussa. Taka wielkość będzie porównywana z I_{CO} zmierzonych linii. Dla wszystkich linii ¹²CO przyjęto $\Delta V=0.9$ km s⁻¹, natomiast dla linii ¹³CO brano zawsze $\Delta V=0.6$ km s⁻¹ (por. Rozdz. 4).

5.2.2 Siatki modeli i ustalenie parametrów fizycznych obłoku

Przy użyciu programu Radex wygenerowano kilka siatek modeli związanych z różnym zestawem parametrów fizycznych charakteryzujących ośrodek. Podstawowa siatka modeli sporządzona została dla zestawu wartości gęstości kolumnowych molekuly ¹²CO, $N(^{12}\text{CO})$, w szerokim zakresie $10^{13} - 10^{19}$ cm⁻² i wartościach zmienianych o 0.5 dex (ang. decimal exponent). Dla każdej wartości gęstości kolumnowej obliczono model obłoku z gęstością wodoru molekularnego z zestawu wartości danych formułą $n(\text{H}_2)=[2, 4, 6, 8, 10] \times 10^k$ cm⁻³ gdzie $k=2, 3, 4, \dots, 8$, i dla temperatur kinetycznych w zakresie 5–100 K, zmienianych w skoku wielkości 5 K. Dla linii izotopomeru ¹³CO gęstość kolumnowa zadana była jako $N(^{13}\text{CO})=N(^{12}\text{CO})/60$. Wyznaczony obserwacyjnie stosunek obfitości dwóch głównych izotopów węgla ¹²C/¹³C dla najbliższych obłoków wynosi 60 (Langer & Penzias 1993, ale patrz dyskusja poniżej) i jeśli pominąć efekty samo-ekranowania (ang. self-shielding effects; Morris & Jura 1983) oraz inne efekty niejednorodności chemicznej obłoków, to można ten stosunek obfitości izotopów węgla uznać za równoważny stosunkowi gęstości kolumnowych odpowiednich izotopomerów CO.

Uzyskane Radexem natężenia linii porównano z obserwacjami licząc odpowiednie wartości χ^2 . Dla każdej wartości $N(^{12}\text{CO})$ znaleziono następnie minimum χ^2 , które wypisano w Tabeli 12. Dla pozycji P10 i P32 porównanie zrobiono dla: (i) zestawu wszystkich pięciu pomiarów (co oznaczono w tabeli indeksem „all”), (ii) z wyłączeniem obserwacji OTF w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ (oznaczenie „noOTF”) oraz (iii) z wyłączeniem obydwu linii uzyskanych na teleskopie 45-metrowym (oznaczenie „no45”). W przypadku pozycji $(0,24)_{\text{P32}}$ zignorowano pomiar w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ pochodzący z obserwacji OTF. Takie podejście ma na celu uniknięcie ewentualnych przekłamań, jeśli obserwacje zgromadzone na teleskopie Nobeyama są źle osadzone na skali natężeń (por. Rozdz. 4.6). W tabeli zaznaczono wytłuszczonym drukiem najmniejsze wartości χ^2 ze względu na zmiany $N(^{12}\text{CO})$; minima te wskazują na modele z optymalną wartością gęstości kolumnowej. Widać, że dla wszystkich rozpatrywanych linii widzenia modele z gęstością kolumnową w zakresie $\log[N(^{12}\text{CO})/\text{cm}^{-2}]=16.0-17.0$ najlepiej zgadzają się z obserwacjami. Dla pozycji Off3 modele nie wykazują żadnego minimum, co może być związane z faktem, że pozycja ta położona jest na brzegu chmury, gdzie wielkość emisji szybko zmienia się z położeniem; niewielkie nawet błędy w pozycjonowaniu teleskopu mogą dla tej pozycji owocować niepoprawnymi stosunkami linii.

Jak to zostanie wyjaśnione w rozdziałach następnych, obserwowany obłok CO znajduje się najpewniej w zewnętrznych obszarach Galaktyki (patrz Rozdz. 5.3.1). Stosunek obfitości $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ dla zewnętrznej Drogi Mlecznej zauważalnie różni się od tego w sąsiedztwie Słońca (np. Brand & Wouterloot 1995). Dlatego też policzono siatkę modeli analogiczną do opisanej powyżej, ale kanoniczną wartość stosunków gęstości kolumnowych izotopomerów CO zastąpiono wartością 110 za Brand & Wouterloot (1995). Wyniki porównania tej siatki modeli z obserwacjami znajduje się w Tabeli 13. Nowe modele odtwarzają obserwacje nieco lepiej niż te wcześniejsze. Sugerowana przez nie gęstość kolumnowa jest zgodna z ustaloną wyżej, ale zawężona do zakresu $\log[N(^{12}\text{CO})/\text{cm}^{-2}]=16.5-17.0$.

W Tabeli 14 podano gęstości wodoru molekularnego oraz temperatury kinetyczne dla modeli odpowiadających minimum wyszczególnionym pogrubionym pismem w Tabelach 12 i 13. Modele dla $N(^{12}\text{CO})/N(^{13}\text{CO})=60$ i pozycji P10 dają konsekwentnie te same parametry fizyczne ośrodka, tj. $n(\text{H}_2)=2\cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ i $T_{\text{kin}}=15 \text{ K}$, niezależnie od zestawu porównywanych linii. Dla tej samej siatki modeli i pozycji P32 uzyskuje się różne zestawy parametrów fizycznych zależnie od wyboru zestawu porównywanych linii, a jakość dopasowania modeli do P32_{all} i $\text{P32}_{\text{noOTF}}$ – dana absolutną wartością χ^2 – jest niezadowolająca. Podobnie dla pozycji Off7 wartość χ^2 jest zbyt duża, aby móc uznać odpowiedni model za dobrze odtwarzający obserwacje. Bardzo dobrze odtwarzane są za to linie na pozycji $(0,24)_{\text{P32}}$ dla $N(^{12}\text{CO})/N(^{13}\text{CO})=110$.

Jak już zauważono, modele z $N(^{12}\text{CO})/N(^{13}\text{CO})=110$ dają generalnie lepsze dopasowania do obserwowanych linii. Zestawy danych „all” i „noOTF” dają w tej siatce zgodne parametry fizyczne dla pozycji P10 i P32. Dla P10 mamy $n(\text{H}_2)=6\cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ i $T_{\text{kin}}=10 \text{ K}$, natomiast dla P32 uzyskano nieco tylko mniejszą gęstość $n(\text{H}_2)=2\cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ i niewiele wyższą temperaturę $T_{\text{kin}}=15 \text{ K}$. Zestaw linii „no45” dla obydwu pozycji daje temperatury o 5 K wyższe i gęstości kilka razy niższe niż poprzednie dwa zestawy linii. Związane to jest z faktem, że w zestawie danych „no45” brakuje informacji o emisji z najniższego poziomu $J=1$ i dopasowane modele łatwo mogą dawać niedoszacowane obsadzenia tego poziomu, tj. zbyt wysokie temperatury oraz/lub gęstości. Dla pozycji $(0,24)_{\text{P32}}$, która znajduje się na peryferiach głównej emisji CO, modele sugerują podobną temperaturę co dla P10 i P32, mianowicie $T_{\text{kin}}=15 \text{ K}$, ale zauważalnie niższą gęstość bo $n(\text{H}_2)=800 \text{ cm}^{-3}$. Niższa o rząd wielkości gęstość $n(\text{H}_2)$ przy tej samej co w centrum chmury gęstości kolumnowej CO jest trudna do zrozumienia, jeśli założyć, że obfitość CO nie zmienia się w obrębie chmury. Zmiana obfitości CO jest jednak możliwa i związana może być z samo-ekranowaniem się molekuly CO przed fotodysocjacją zewnętrznym polem promieniowania, ale możliwe też, że uzyskano błędne wyniki dla tej linii widzenia z uwagi na niepewności obserwacyjne. Dołączenie wiarygodnego pomiaru w dodatkowym przejściu CO mogłoby ten problem rozstrzygnąć (włączenie do zestawu porównywanych

Tabela 12: Minima wartości χ^2 odpowiadające różnym gęstościom kolumnowym ^{12}CO oraz wybranym zestawom pomiarów. Testowany zestaw modeli wygenerowano dla $N(^{12}\text{CO})/N(^{13}\text{CO})=60$ oraz z CMB jako polem promieniowania tła.

$\log \frac{N(^{12}\text{CO})}{\text{cm}^{-2}}$	P10 _{all}	P32 _{all}	P10 _{noOTF}	P32 _{noOTF}	P10 _{no45}	P32 _{no45}	Off3	Off7	(0,24) _{P32}
13.0	153.9	154.3	138.0	138.3	117.8	118.0	158.3	168.3	108.7
13.5	152.3	153.1	136.4	137.1	116.2	116.9	150.9	166.6	105.7
14.0	147.1	149.4	131.5	133.7	111.3	113.6	129.4	161.7	96.6
14.5	131.9	138.4	117.2	123.5	97.2	103.7	80.6	147.9	73.5
15.0	95.3	109.0	83.1	96.3	63.7	77.5	21.2	116.6	36.0
15.5	45.4	54.7	43.0	49.2	27.0	34.5	11.5	58.8	6.6
16.0	14.5	13.0	13.7	12.3	6.6	9.7	15.3	15.5	1.2
16.5	9.1	28.6	4.0	28.6	1.2	1.7	9.6	13.3	2.4
17.0	26.4	83.1	20.8	83.1	1.5	1.3	8.5	12.7	11.9
17.5	46.5	108.5	46.4	99.9	2.2	2.5	8.5	15.9	47.2
18.0	79.7	128.4	72.3	120.1	26.5	21.7	8.5	30.4	48.0
18.5	83.9	200.0	76.6	191.8	50.4	54.7	8.5	33.5	169.6
19.0	109.0	270.7	101.7	262.5	54.8	54.7	8.5	35.2	520.7

linii pomiaru z ekstrahowanego widma OTF dla tej pozycji daje niemal te same wyniki, co przedstawione powyżej i nie rozwiązuje problemu).

Opisane powyżej siatki modeli ograniczono do temperatur niższych niż 100 K. Aby wykluczyć możliwość istnienia modeli dobrze odtwarzających obserwacje dla temperatur wyższych niż 100 K, stworzono siatkę modeli dla $105 \text{ K} \leq T_{\text{kin}} \leq 200 \text{ K}$ i $N(^{12}\text{CO})/N(^{13}\text{CO})=110$ (reszta parametrów jak wyżej). Choć modele te dają wyraźne minima rozkładu χ^2 przy gęstościach kolumnowych $\log[N(^{12}\text{CO})/\text{cm}^{-2}]=16.0-16.5$, to minima te są osiągnane przy wartościach $\chi^2=20-40$, co pozwala je odrzucić jako mało wiarygodne.

Mając dobre ograniczenia na gęstość kolumnową w kierunkach P10 i P32 możemy dokładniej określić odpowiadające im warunki fizyczne konstruując zagęszczoną siatkę modeli. Dla $\log[N(^{12}\text{CO})/\text{cm}^{-2}]=16.5$ i $N(^{12}\text{CO})/N(^{13}\text{CO})=110$ policzono modele z temperaturą zmienianą co 0.5 K w zakresie $2 \text{ K} \leq T_{\text{kin}} \leq 80 \text{ K}$ i dla gęstości $n(\text{H}_2)=r \cdot 10^k \text{ cm}^{-3}$, gdzie $r=1,1.5,2,\dots,9.5$ i $k=2,3,\dots,7$. Przewidywane natężenia linii porównano z zestawami linii „no-OTF”, tak aby uniezależnić się od niepewnych obserwacji OTF, ale aby wciąż dysponować informacją o emisji z najniższego poziomu rotacyjnego. Rozkład χ^2 na wybranym fragmencie płaszczyzny $n(\text{H}_2)-T_{\text{kin}}$ pokazano na Rys. 19.

Minimum rozkładu χ^2 dla P10 wypada przy $\chi^2=2.2$ i daje $n(\text{H}_2)=9 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ i $T_{\text{kin}}=12 \text{ K}$. Dla pozycji P32 minimum jest osiągnane przy mniejszej wartości $\chi^2=1.2$, ale minimum to jest szersze, tak że istnieje kilka innych modeli o nieznacznie tylko wyższej wartości χ^2 ; na szczęście wszystkie one sugerują podobne warunki fizyczne gazu co dla minimum, tj. $n(\text{H}_2)=3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ i $T_{\text{kin}}=14 \text{ K}$. Biorąc pod uwagę niepewności wyznaczeń gęstości kolumnowych można śmiało uznać, że centrum obłoku próbkowane pozycjami P10 i P32 ma gęstość $n(\text{H}_2) \approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$ i temperaturę $T_{\text{kin}} \approx 13 \text{ K}$.

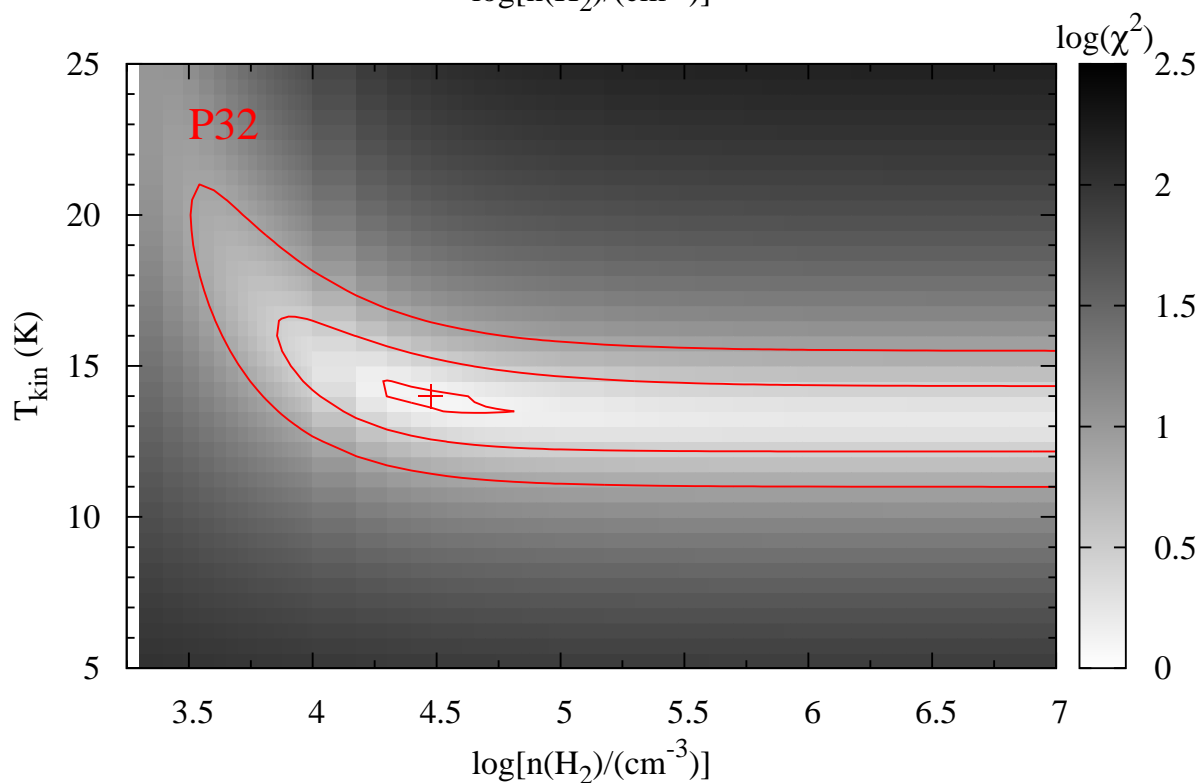
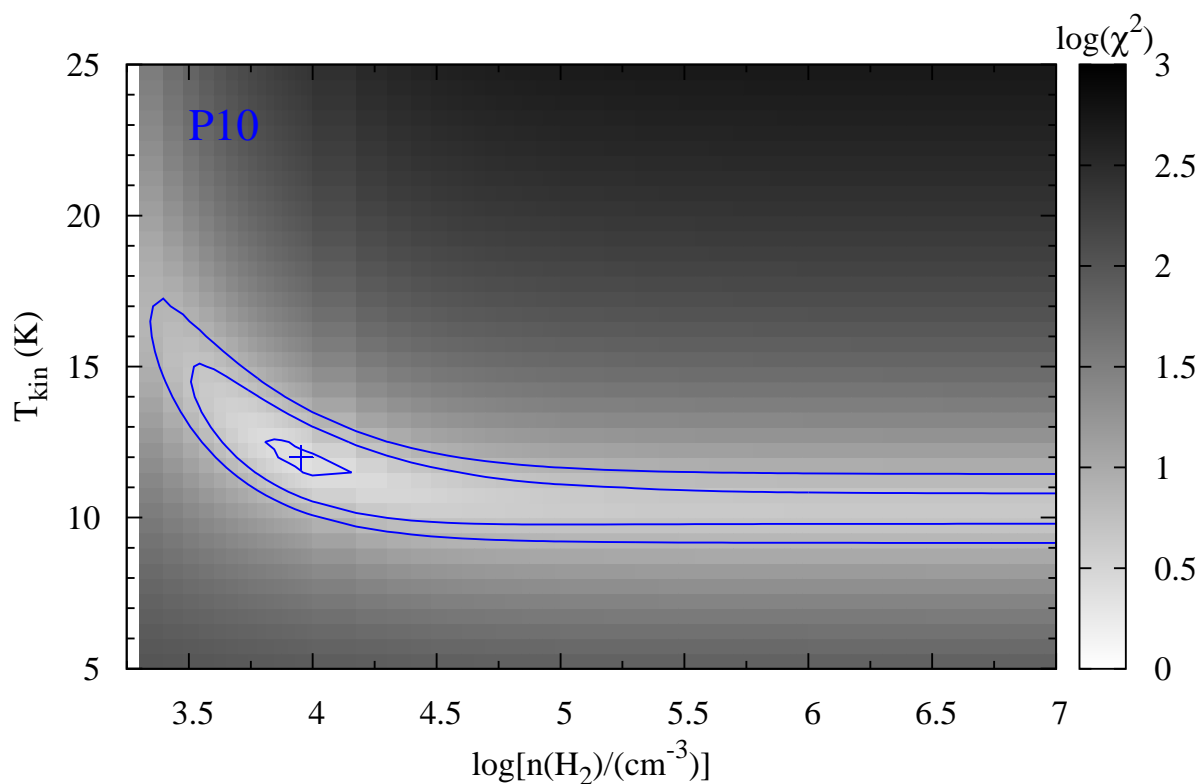
Dla znalezionych powyżej warunków fizycznych w kierunkach P10 i P32 prezentujemy w Tabeli 15 przewidywaną charakterystykę linii molekularnych obliczoną programem Radex. Dla każdej linii prezentowana jest odpowiadająca jej energia górnego poziomu wyrażona w kelwinach (T_{up}), temperatura ekscytacji (wzbudzeniowa) linii (T_{ex}), grubość optyczna w centrum linii (τ), temperatura promieniowania (T_R) i odpowiadające jej całkowite natężenie linii dla profilu Gaussa wyrażone w K km s^{-1} oraz w $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Oprócz obserwowanych już linii molekuly CO dołączono do tabeli przewidywania dla linii $^{12}\text{CO}(4-3)$ i $(7-6)$, $^{13}\text{CO}(3-2)$, które są dostępne do obserwacji dla teleskopów naziemnych (np. teleskopem APEX). Dołączono też

Tabela 13: To samo co w Tabeli 12, ale dla $N(^{12}\text{CO})/N(^{13}\text{CO})=110$.

$\log \frac{N(^{12}\text{CO})}{\text{cm}^{-2}}$	P10 _{all}	P32 _{all}	P10 _{noOTF}	P32 _{noOTF}	P10 _{no45}	P32 _{no45}	Off3	Off7	(0,24) _{P32}
13.0	154.0	154.3	138.1	138.3	117.8	118.0	158.3	168.3	108.8
13.5	152.4	153.2	136.6	137.3	116.3	117.0	150.9	166.6	105.9
14.0	147.5	149.8	131.9	134.0	111.7	113.9	129.4	161.7	97.6
14.5	133.2	139.5	118.3	124.5	98.2	104.5	80.6	147.9	76.4
15.0	99.1	112.3	86.9	99.6	67.1	80.1	21.2	116.6	44.4
15.5	56.7	64.8	54.3	59.3	36.4	42.2	11.5	58.8	18.8
16.0	33.7	32.8	32.9	32.1	20.7	23.6	15.3	15.5	2.8
16.5	4.5	7.7	4.3	1.7	1.6	1.6	9.6	13.3	0.6
17.0	17.8	54.4	12.8	50.5	1.1	0.8	8.5	12.7	1.3
17.5	29.4	90.2	24.9	89.9	5.6	2.7	8.5	15.9	9.1
18.0	73.0	109.9	70.3	101.6	6.4	4.3	8.5	30.4	46.4
18.5	77.9	156.7	70.6	148.5	48.9	44.3	8.5	33.5	74.0
19.0	93.3	237.0	86.0	228.8	49.0	54.4	8.5	35.2	314.4

Tabela 14: Modele najlepiej odtwarzające obserwacje w zakresie temperatur $5 \text{ K} \leq T_{\text{kin}} \leq 100 \text{ K}$ i z CMB jako zewnętrznym polem promieniowania.

Zestaw pomiarów	$N(^{12}\text{CO})/N(^{13}\text{CO})=60$				$N(^{12}\text{CO})/N(^{13}\text{CO})=110$			
	$\log \frac{N(^{12}\text{CO})}{\text{cm}^{-2}}$	χ^2	$n(\text{H}_2)$ [cm ⁻³]	T_{kin} [K]	$\log \frac{N(^{12}\text{CO})}{\text{cm}^{-2}}$	χ^2	$n(\text{H}_2)$ [cm ⁻³]	T_{kin} [K]
P10 _{all}	16.5	9.1	2e3	15	16.5	4.5	6e4	10
P10 _{noOTF}	16.5	4.0	2e3	15	16.5	4.3	6e4	10
P10 _{no45}	16.5	1.2	2e3	15	17.0	1.1	1e3	15
P32 _{all}	16.0	13.0	1e4	20	16.5	7.7	1e4	15
P32 _{noOTF}	16.0	13.0	6e3	25	16.5	1.7	2e4	15
P32 _{no45}	17.0	1.3	2e2	60	17.0	0.8	1e3	20
Off7	17.0	12.7	4e2	20	17.0	12.7	4e2	20
(0,24) _{P32}	16.0	1.2	1e3	25	16.5	0.6	8e2	15



Rys. 19: Rozkład funkcji $\log(\chi^2)$ na płaszczyźnie $T_{\text{kin}}-n(\text{H}_2)$ dla zestawu pomiarów „noOTF”. Górny panel odpowiada pozycji P10, dolny – pozycji P32. Niebieskimi konturami (P10) zaznaczono $\chi^2=2.5$, 5.0 oraz 7.5, natomiast konturami czerwonymi (P32) zaznaczono wartości $\chi^2=1.3$, 3.0, oraz 7.5. Plusami zaznaczono odpowiednie minima prezentowanych rozkładów.

przewidywania dla najniższego poziomu rotacyjnego molekuly HCO^+ .

Jak przekonują wyniki obliczeń w Tabeli 15, wszystkie linie ^{12}CO aż po przejście $J=4-3$ są optycznie grube. Dla ^{13}CO gęstości kolumnowe są na tyle małe, że wszystkie linie są optycznie cienkie. Mała i pośrednia grubość modelowanych przejść jest zadowalająca ze względu na ograniczenia stosowności programu Radex, który daje przekłamane wyniki dla linii bardzo grubych optycznie. Wyznaczone temperatury wzbudzeniowe obserwowanych przejść, zwłaszcza dla P32, są przeważnie bardzo bliskie temperaturze kinetycznej, co oznacza, że wszystkie te linie formują się w warunkach bardzo bliskich równowadze termicznej.

Przewidywane natężenia dla tych przejść, które nie były jeszcze obserwowane, pozwalają oszacować czasy integracji potrzebne, aby móc linie te zaobserwować. Np. dla linii $^{12}\text{CO}(4-3)$ wymagane byłoby zaledwie kilka minut integracji ON przy użyciu instrumentu FLASH (Heyminck et al. 2006) na teleskopie APEX ($T_{\text{sys}} = 650$ K, rozdzielczość 0.1 km s^{-1} , $\eta_{\text{mb}} = 0.60$). Z drugiej strony, do detekcji linii $^{12}\text{CO}(7-6)$ wymagany byłby już czas ponad 100 h, co nie daje dużych szans na zdobycie czasu obserwacyjnego. (Złożono propozycję obserwacji obłoku w linii $^{12}\text{CO}(4-3)$ instrumentem FLASH, dołączając do tego propozycję obserwacji linii atomowej [C] $^3\text{P}_1-^3\text{P}_0$ na 492.16 GHz, i choć aplikacja została przyjęta, obserwacji nie wykonano przed terminem ukończenia rozprawy doktorskiej). Obserwacja dodatkowych przejść pomogłaby jeszcze dokładniej ustalić parametry fizyczne ośrodka.

Przewidywane natężenia prezentowane są też dla linii $\text{HCO}^+(1-0)$. Założono, że obfitość tej molekuly względem wodoru molekularnego jest taka sama jak w obłokach przezroczystych (ang. translucent clouds) i za pracą Turner (2000) przyjęto $\text{HCO}^+/\text{H}_2=2\cdot 10^{-9}$. Dla kanonicznej obfitości CO względem H_2 wielkości $\sim 10^{-4}$, w obliczeniach Radexem ustalono $N(\text{HCO}^+)/N(\text{CO})=2\cdot 10^{-5}$. Na szerokość połówkową linii wzięto tę samą wartość, co dla obserwowanych linii ^{13}CO , tj. $\Delta V=0.6 \text{ km s}^{-1}$. Uzyskane natężenia linii $\text{HCO}^+(1-0)$ są względnie duże i przez to łatwo dostępne do obserwacji. Wykonane w Nobeyama obserwacje BEARS dały nam górny limit na emisję w tej linii na pozycji P10 wielkości $3\text{-rms}=0.27$ K, czyli nieco powyżej przewidywanego $T_R=0.19$ K. Przy niepewności w obfitościach molekuł rzędu kilka, taka niezgodność przewidywania z górnym limitem na emisję jest do zaakceptowania. Po niemal godzinie integracji znaleźliśmy się zapewne na granicy detekcji linii. Gdyby zamiast P10 obserwować w przejściu HCO^+ pozycję P32, gdzie przewidywanie daje niemal trzykrotnie silniejszą emisję, integracje zakończyłyby się prawdopodobnie detekcją.

W przedstawionym powyżej prostym modelowaniu natężeń linii poczyniono wiele upraszczających założeń. Jednym z nich jest zignorowanie pod-struktur w rozkładzie przestrzennym gazu molekularnego. Zakładając jednorodny rozkład gazu, nie musieliśmy poprawiać wyników obserwacji na różne wielkości wiązek i różne czynniki wypełnienia wiązek (ang. beam filling factors). Jak to będzie dyskutowane w Rozdz. 6, rozkład materii może być bardzo złożony w przypadku obserwowanego obłoku. Analizę natężeń linii można powtórzyć przy użyciu programów biorących pod uwagę efekty pod-struktury (ang. clumpiness), jak np. programu KOSMA- τ PDR (Störzer et al. 1996), ale uzyskane powyżej wyniki są wystarczające na potrzeby dyskusji. Zaznaczyć też trzeba, że w przeprowadzonym modelowaniu założono, że wybuch gwiazdy V838 Mon w żaden sposób nie wpłynął ani na obfitości w gazie molekularnym chmury, ani na jej warunki fizyczne. Podczerwone obserwacje Kosmicznym Teleskopem Spitzera pokazały, że rozbłysk gwiazdy spowodował podgrzanie pyłu w okolicznej materii międzygwiazdowej (Banerjee et al. 2006) i można się spodziewać, że miało to konsekwencje na parametry fizyczne okolicznego gazu. Problemy te są szczegółowo dyskutowane w Rozdz. 7.

5.3 Charakterystyka fizyczna obłoku CO

5.3.1 Odległość kinematyczna i lokalizacja w Galaktyce

Obserwowany obłok ma bardzo dobrze zdefiniowaną prędkość radialną – dla profilu linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ uśrednionego po całym obszarze chmury dopasowanie profilu Gaussa daje pręd-

Tabela 15: Wyniki obliczeń programu Radex dla znalezionych parametrów fizycznych charakteryzujących pozycje P10 i P32. W nawiasach podano odpowiednie wykładniki liczby 10.

linia	częstość [GHz]	T_{up} [K]	T_{ex} [K]	τ	T_R [K]	$1.064T_R\Delta V$ [K km s ⁻¹]	$\int F_\nu d\nu$ [erg cm ⁻² s ⁻¹]	
pozycja P10: $N(^{12}\text{CO}) = 3.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, $n(\text{H}_2) = 9 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$, $T_{\text{kin}} = 12 \text{ K}$								
¹² CO	1-0	115.2712	5.5	11.6	4.3	8.1	7.8	1.5(-7)
	2-1	230.5380	16.6	11.4	8.8	6.5	6.2	9.8(-7)
	3-2	345.7960	33.2	10.0	6.5	3.9	3.7	2.0(-6)
	4-3	461.0408	55.3	7.8	1.9	1.2	1.1	1.4(-6)
	7-6	806.6518	154.9	8.6	9.2(-5)	4.0(-5)	3.8(-5)	2.6(-10)
¹³ CO	1-0	110.2014	5.3	12.4	5.8(-2)	5.1(-1)	3.2(-1)	5.6(-9)
	2-1	220.3987	15.9	8.7	1.5(-1)	6.0(-1)	3.8(-1)	5.3(-8)
	3-2	330.5880	31.7	7.6	8.4(-2)	1.8(-1)	1.1(-1)	5.3(-8)
HCO ⁺	1-0	89.1884	4.3	3.1	7.7(-1)	1.9(-1)	1.2(-1)	1.1(-9)
pozycja P32: $N(^{12}\text{CO}) = 3.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, $n(\text{H}_2) = 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $T_{\text{kin}} = 14 \text{ K}$								
¹² CO	1-0	115.2712	5.5	13.9	3.1	10.0	9.6	1.9(-7)
	2-1	230.5380	16.6	13.7	7.1	8.7	8.3	1.3(-6)
	3-2	345.7960	33.2	13.2	6.1	6.5	6.3	3.3(-6)
	4-3	461.0408	55.3	11.5	2.8	3.5	3.4	4.3(-6)
	7-6	806.6518	154.9	10.3	1.9(-3)	1.7(-3)	1.6(-3)	1.1(-8)
¹³ CO	1-0	110.2014	5.3	14.6	4.0(-2)	4.4(-1)	2.8(-1)	4.8(-9)
	2-1	220.3987	15.9	12.5	1.0(-1)	7.7(-1)	4.9(-1)	6.8(-8)
	3-2	330.5880	31.7	11.1	9.0(-2)	4.2(-1)	2.7(-1)	1.3(-7)
HCO ⁺	1-0	89.1884	4.3	4.2	5.5(-1)	5.3(-1)	3.4(-1)	3.1(-9)

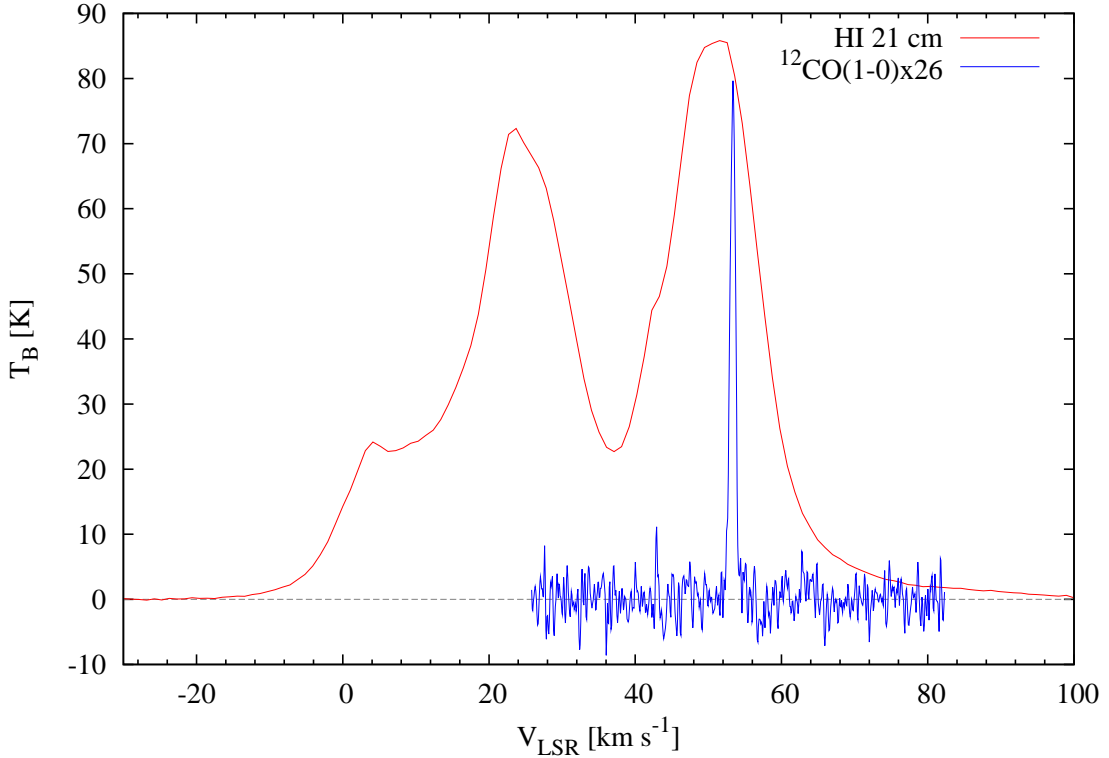
kość centralną $V_{\text{LSR}}=53.34\pm 0.01$ km s⁻¹ (niepewność dopasowania 1σ). Obłok położony jest na współrzędnych galaktycznych $l=217^\circ.8$ oraz $b=1^\circ.0$, czyli znajduje się niemal w płaszczyźnie dysku Galaktyki w pobliżu kierunku ku antycentrum. Używając modeli rotacji Galaktyki dla obszarów bliskich antycentrum można określić odległość kinematyczną obiektu. Będzie to prawdziwa odległość obłoku, jeśli podąża on za średnim polem prędkości. W literaturze odnajdziemy kilka propozycji krzywej rotacji Galaktyki dla obszarów bliskich antycentrum, a krzywe te kalibrowane są obserwacjami różnej klasy obiektów. Zdecydowaliśmy się użyć krzywych rotacji z Brand & Blitz (1993) i Fich et al. (1989), które kalibrowane były obserwacjami obszarów HII, obłoków atomowych HI i molekularnych (obserwacje w liniach CO), oraz krzywej rotacji wyznaczonej z obserwacji mgławic planetarnych z Zhang (1995). Krzywe te sugerują odległość kinematyczną obłoku w zakresie $d=6.5\text{--}7$ kpc. Niejednorodności pola rotacji galaktyki (np. *streaming motions*) implikują niepewność w wyznaczonej odległości rzędu 1 kpc. Dla w pełni empirycznego pola prędkości z Brand & Blitz (1993) dla kierunku $l=217^\circ.5$ uzyskuje się $d=7.0\pm 0.3$ kpc. Wyznaczone odległości zgadzają się z lokalizacją obłoku w Ramieniu Zewnętrzny (zwanym też czasem Ramieniem Węgielnicy-Łabędzia; $d \approx 6.5$ kpc) (Russeil 2003). Znaleziona (heliocentryczna) odległość kinematyczna odpowiada odległości około 14 kpc od centrum Galaktyki, czyli obłok znajduje się na zewnętrznych peryferiach dysku Drogi Mlecznej.

5.3.2 Gęstość kolumnowa wodoru neutralnego HI

Używając danych katalogowych można określić górną granicę na gęstości kolumnowe wodoru neutralnego w kierunku interesującego nas obłoku. Z przeglądu nieba Leiden/Argentine/Bonn (LAB) na 21 cm (Kalberla et al. 2005) wyekstrahowano widmo dla pozycji znajdującej się najbliżej współrzędnych pozycji P32, tj. dla $\alpha = 07^h 04^m 00^s.0$ i $\delta = -04^\circ 03' 00''.0$ (centrum wiązki położone było $13'$ od pozycji P32). Jak pokazano na Rys. 20, ekstrahowane widmo zawiera szeroki profil emisyjny złożony z kilku komponentów, w tym również na prędkości charakteryzującej nasz obłok. Do całego profilu dopasowano metodą najmniejszych kwadratów cztery częściowo nakładające się na siebie profile Gaussa. Znaleziono, że trzecia ze składowych emisyjnych ma centrum na prędkości ~ 51 km s⁻¹, a więc jej szeroki profil obejmuje zakres prędkości radialnych naszego obłoku. Dla tego szerokiego komponentu emisyjnego na prędkości ~ 51 km s⁻¹ znaleziono całkowite natężenie wielkości $\int T_B dV = 1443.9$ K km s⁻¹ (gdzie T_B jest temperaturą jasnościową, ang. brightness temperature). Zakładając, że emisja ta jest optycznie cienka możemy łatwo wyznaczyć średnią gęstość kolumnową wodoru atomowego, $N(\text{H}_2)$, ze standardowej formuły (Wilson et al. 2009, str. 336)

$$N(\text{HI}) = 1.8224 \cdot 10^{18} \int T_B dV, \quad (19)$$

gdzie gęstość kolumnowa wyrażona jest w cm⁻², jeśli całkowite natężenie wyrazić w K km s⁻¹. Dla komponentu na ~ 51 km s⁻¹ dostajemy stąd $N(\text{HI}) = 2.6 \cdot 10^{21}$ cm⁻². Jeśli emisja HI jest optycznie gruba, to uzyskana wartość jest niedoszacowana. Należy jednak zaznaczyć, że uzyskany wynik ma sens wartości średniej dla całego obszaru wewnątrz wiązki instrumentu, która w przypadku przeglądu LAB jest bardzo duża, tj. HPBW= $0^\circ.6$. W tak dużej wiązce poza interesująca nas chmurą znajduje się najpewniej także inna materia molekularna na podobnej prędkości radialnej, w szczególności znaczny wkład musi pochodzić od atomowej składowej obłoków CO znalezionych na prędkości ~ 48 km s⁻¹. W tym kontekście, powyższe oszacowanie można traktować jako bardzo zgrubny górny limit na emisję atomową z obszaru chmury. Bardziej realistyczne oszacowanie wkładu materii atomowej do obłoku wymagałoby dedykowanych obserwacji obiektu na 21 cm ze znacznie lepszą rozdzielczością kątową (np. interferometrem).



Rys. 20: Emisja HI na 21 cm ekstrahowana z przeglądu nieba LAB dla pozycji odpowiadającej położeniu obłoku CO (linia czerwona). Dla porównania pokazano też uśrednione po obszarze obłoku widmo w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ w obserwacjach OTF (linia niebieska, widmo zostało przeskalowane).

5.3.3 Gęstości kolumnowe H_2 oraz A_V

Na potrzeby klasyfikacji obłoku i w celu ustalenia jego związku z materią echa optycznego V838 Mon istotne jest ustalenie całkowitej gęstości kolumnowej materii molekularnej obłoku oraz odpowiadającej jej ekstynkcji optycznej A_V . Rozważmy najpierw wyniki modelowania programem Radex. Dla badanych linii widzenia uzyskaliśmy gęstości kolumnowe CO wielkości $\log[N(\text{CO})/\text{cm}^{-2}] = 16 \pm 0.5$. Zakładając kanoniczny stosunek obfitości molekuly CO (w fazie gazowej) do wodoru molekularnego wielkości $\sim 10^{-4}$ (Wilson et al. 2009, str. 442), otrzymujemy gęstość kolumnową wodoru molekularnego $\log[N(\text{H}_2)/\text{cm}^{-2}] = 20 \pm 0.5$ (wartość tę można też traktować jako uwzględniającą obecność helu w obłoku, co zaznaczono w Rozdz. 5.2.1). Niepewność obfitości CO względem H_2 jest bliska czynnika ~ 2 .

Inną metodą bardzo często wykorzystywaną do znajdowania gęstości kolumnowych H_2 w obłokach CO jest metoda czynnika X_{CO} (ang. X-factor method; Wilson et al. 2009, str. 443). Ta prosta metoda pozwala znaleźć $N(\text{H}_2)$ wyłącznie na podstawie znajomości całkowitego natężenia linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ wycalkowanego po profilu emisyjnym

$$N(\text{H}_2) = X_{\text{CO}} \cdot \int T_{\text{mb}}(^{12}\text{CO}) dV \equiv X_{\text{CO}} I_{\text{CO}}, \quad (20)$$

gdzie czynnik skalujący X_{CO} został skalibrowany na bazie bardzo dużej liczby obserwacji i przy użyciu różnych technik (patrz np. Bloemen et al. 1986). Na nasze potrzeby użyjemy wartości $X_{\text{CO}}=2.8$ (w jednostkach $10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}$), choć wartości nawet tak duże jak $X_{\text{CO}}=6$ są spotykane w literaturze dla obłoków w zewnętrznych częściach Galaktyki (np. Kamiński et al. (2007) wyznaczył $X_{\text{CO}}=5.4$ dla gęstych obłoków molekularnych w okolicach V838 Mon). Dla pozycji P32, która posiada najsilniejszą emisję w linii ^{12}CO spośród indywidualnie obserwowanych pozycji, całkowite natężenie linii wynosi $I_{\text{CO}}=6.33 \text{ K km s}^{-1}$, co

daje gęstość kolumnową materii molekularnej $N(\text{H}_2)=1.8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Wynik ten jest o rząd wielkości większy niż uzyskany poprzednią metodą, ale obydwie wartości są zgodne w ramach błędów.

Uzyskane gęstości kolumnowe reprezentują centralne obszary chmury, gdzie spodziewana gęstość obłoku jest największa i gdzie zapewne ma on największe rozmiary wzdłuż linii widzenia. Jeśli gęstość kolumnowa maleje w miarę oddalania się od centrum chmury, co jest spodziewane dla tak zwartej struktury jak obserwowana, uzyskane wartości można uważać za górne limity na gęstość kolumnową materii molekularnej. Dla profilu linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ uśrednionego po całym obszarze chmury zmierzono $\langle I_{\text{CO}} \rangle = 2.88 \text{ K km s}^{-1}$, co daje „średnią” gęstość kolumnową H_2 wielkości $8.1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Jak pokazały głębokie integracje teleskopem IRAM 30-m w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$, słaba emisja molekularna na poziomie $I_{\text{CO}}=0.1-0.2 \text{ K km s}^{-1}$ (pozycje Off4, Off2 i pozycja gwiazdy, patrz Tabela 5) obecna jest też poza obszarami głównej emisji widocznej na mapach OTF. Gęstości kolumnowe materii molekularnej w tych zewnętrznych obszarach obłoku muszą być więc rzędu $N(\text{H}_2)=(3-6) \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$.

„Średnią” wartość, jako reprezentacyjną dla całego obłoku, wykorzystamy do oszacowania wskaźnika ekstynkcji optycznej A_V wywoływanej materią obłoku. Wykorzystamy w tym celu znaną relację $N(\text{H})/E_{B-V}=5.8 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ (Bohlin et al. 1978; Rachford et al. 2002), gdzie E_{B-V} jest nadwyżką barwy w odpowiednich pasmach, natomiast $N(\text{H})$ jest całkowitą gęstością kolumnową wodoru w formie molekularnej i atomowej, tak że $N(\text{H})=N(\text{HI})+2N(\text{H}_2)$. Ignorując na razie przyczynę od materii atomowej dostajemy $E_{B-V}=0.28 \text{ mag}$, co z kolei dla standardowej wartości stosunku ekstynkcji selektywnej w V do całkowitej $R_V=3.1$ daje $A_V=0.87 \text{ mag}$. Dla pozycji P32 i gęstości kolumnowej wyznaczonej metodą czynnika X_{CO} dostajemy $A_V=0.96 \text{ mag}$. Z kolei dla obszarów „na zewnątrz” obłoku (Off2, Off4, pozycja gwiazdy) dostajemy tą samą procedurą wartość $A_V \approx 0.03 \text{ mag}$.

Uwzględniając gęstość kolumnową wodoru neutralnego wyznaczoną w Rozdz. 5.3.2, tj. $N(\text{HI}) = 2.6 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, należałoby uzyskane powyżej wartości na ekstynkcję powiększyć o 1.4 mag. Ze względu jednak na dużą niepewność $N(\text{H})$, uzyskane w ten sposób wartości byłyby zapewne znacznie przeszacowane.

Obserwacje optyczne Kosmicznym Teleskopem Hubble’a obejmujące obszar obłoku przekonują, że ekstynkcja wywołana obecnością obłoku musi być mała. Na kilku pozycjach widać bowiem galaktyki spiralne przeświecające przez obłok (np. w okolicach współrzędnych $\alpha = 07^h 04^m 05^s.2$, $\delta = -03^\circ 49' 40''$). Rozkład gwiazd w polu zajmowanym przez obłok nie zdradza śladów zubożenia średniej gęstości gwiazd w obrębie centralnych obszarów obłoku, sugerując niewielką ekstynkcję. Zaznaczyć jednak trzeba, że ze względu na dużą odległość obłoku, większość z widocznych gwiazd znajduje się najpewniej „przed” obłokiem.

5.3.4 Masa obłoku

Ważne dla określenia natury obłoku jest znalezienie jego całkowitej masy. Jedną z metod często używanych do określenia mas obiektów podobnych do naszego obłoku jest obliczenie masy wirialnej. Można powątpiewać, czy obserwowany obłok ma szansę znajdować się w równowadze wirialnej (Maloney 1990), jednak metoda daje zazwyczaj dobre oszacowanie masy dla obłoków molekularnych. Jej największą zaletą jest prostota i łatwość zastosowania. Dla obłoku ze stałym rozkładem gęstości ($\rho = \text{const}$), o promieniu R (wyrażonym w pc) i dyspersji prędkości ΔV w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ (mierzonej jako szerokość połówkowa średniego profilu emisyjnego dla całego obłoku i wyrażonej w km s^{-1}) masa wirialna (wyrażona w M_\odot) dana jest wzorem (MacLaren et al. 1988)

$$M_{\text{vir}} = 210 R \Delta V^2. \quad (21)$$

Z rozmiarów izofoty emisji $^{12}\text{CO}(1-0)$ na poziomie 10% maksimum i dla odległości $d=6.5 \text{ kpc}$ mamy $R=1.5 \text{ pc}$. Z kolei uśredniony po obszarze całego obłoku profil emisji w obserwacjach OTF ma szerokość $\Delta V=0.9 \text{ km s}^{-1}$. Tak określone wartości dają $M_{\text{vir}}=255 M_\odot$. Dla bardziej stromego rozkładu gęstości danego prawem typu $\rho \propto r^2$ (gdzie r jest odległością od

centrum obłoku), dla którego czynnik skalujący w równaniu (21) zastąpić należy wartością 126 (MacLaren et al. 1988), otrzymuje się $M_{\text{vir}}=153 M_{\odot}$. Porównanie gęstości wodoru molekularnego uzyskanych w Rozdz. 5.2.2 dla pozycji P32 ($n(\text{H}_2)\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$) i pozycji (0,24)_{P32} ($n(\text{H}_2)\sim 800 \text{ cm}^{-3}$) sugeruje stromy profil gęstości w obłoku, więc wynik sugerujący niższą masę wydaje się być bardziej wiarygodny. Warto też podkreślić, że masa wiralna uwzględnia zarówno materię molekularną jak i atomową (i pył) wewnątrz obszaru określonego znalezionymi rozmiarami i wskazaną dyspersją prędkości.

Masę obłoku można także wyznaczyć metodą czynnika X_{CO} . Masę materii molekularnej w obłoku można zapisać jako

$$M(\text{H}_2) = X_{\text{CO}}\Omega d^2 m_{\text{H}_2} \langle I_{\text{CO}} \rangle, \quad (22)$$

gdzie Ω jest kątem bryłowym obszaru emisji, d jest odległością do obłoku, m_{H_2} jest masą molekuly H_2 , natomiast $\langle I_{\text{CO}} \rangle$ jest natężeniem linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ uśrednionej po obszarze całej chmury. Wyrażając wielkość obszaru w arcmin², odległość w kpc, natężenie linii w K km s⁻¹ i biorąc $X_{\text{CO}}=2.8\cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ km}^{-1} \text{ s}$ (Bohlin et al. 1978), równanie (22) można przepisać jako

$$M(\text{H}_2) = 0.4\Omega d^2 \langle I_{\text{CO}} \rangle M_{\odot}. \quad (23)$$

Dla kąta bryłowego $\Omega=\pi r^2=1.9 \text{ arcmin}^2$, znalezionej odległości kinematycznej 6.5 kpc i średniego profilu emisji dającego $\langle I_{\text{CO}} \rangle=2.88 \text{ K km s}^{-1}$, dostajemy masę $M(\text{H}_2)=92 M_{\odot}$. Poprawiając ten wynik na obecność helu stanowiącego około 20% masy molekularnej dostajemy $M(\text{H}_2)=111 M_{\odot}$. Jeśli zastosować dwukrotnie wyższą wartość czynnika X_{CO} , co jest wartością bardziej typową dla zewnętrznej części Galaktyki, dostajemy masę 222 M_{\odot} . Biorąc pod uwagę duże niepewności, można uznać, że wynik ten jest zgodny z uzyskaną masą wiralną obłoku. Warto zaznaczyć, że obydwie wielkości nie uwzględniają obecności gazu atomowego *na zewnątrz* obszaru emisji molekularnej (każdy obłok molekularny posiada otoczkę gazu złożonego głównie z materii atomowej; patrz Rozdz. 5.3.6).

5.3.5 Aktywność gwiazdotwórcza w obrębie obłoku

W obrębie obłoku molekularnego widocznego na naszych mapach spektroskopowych nie ma żadnych silnych źródeł promieniowania podczerwonego, co oznacza, że obłok nie jest aktywnym obszarem powstawania gwiazd. Najbliższe źródło podczerwone w katalogu źródeł punktowych satelity IRAS (IRAS Point Source Catalogue) znajduje się w pobliżu pozycji V838 Mon i nawet w obrębie elipsy niepewności astrometrycznych położenia źródła, nie pokrywa się ono z położeniem głównego obszaru emisji molekularnej. Dodatkowo, w obserwacjach Kosmicznym Teleskopem Spitzera (Banerjee et al. 2006) również nie dostrzeżono żadnych dyskretnych źródeł promieniowania podczerwonego, które można by powiązać z aktywnością gwiazdotwórczą.

5.3.6 Klasyfikacja obłoku

Obserwowany w obrębie echa optycznego obłok molekularny ma wszelkie cechy międzygwiazdowego obłoku molekularnego. Chcąc przypisać go do grupy znanych obiektów o podobnych parametrach fizycznych, posłużymy się klasyfikacją obłoków międzygwiazdowych wprowadzoną w pracach Snow & McCall (2006) oraz van Dishoeck et al. (1993).

Gęstości i gęstości kolumnowe (lub równoważnie A_V) materii molekularnej naszego obłoku są zbyt niskie by móc przypisać go do grupy gęstych (ciemnych) obłoków molekularnych. Typowe (średnie) gęstości tych obiektów są zawsze znacznie większe niż 10^4 cm^{-3} , podczas gdy w przypadku naszego obiektu gęstość 10^4 cm^{-3} jest prawdopodobnie wartością bliską *maksimum* rozkładu gęstości obłoku. W przypadku ciemnego obłoku molekularnego efekty ekstynkcji byłyby łatwo zauważalne na obrazach optycznych w rozkładzie gwiazd obserwowanego pola, z charakterystyczną dziurą przypadającą na centralne obszary chmury (jak np. w przypadku znanego obiektu Barnard 68).

Z drugiej strony obłok widoczny w obszarze echa jest nieco zbyt gęsty, by uznać go za typowy obłok rozmyty (ang. diffuse cloud; $n(\text{H}_2)=100\text{--}500\text{ cm}^{-3}$), choć znalezione gęstości kolumnowe (oraz A_V) odpowiadają typowym wartościom dla obłoków rozmytych ($A_V \lesssim 1\text{ mag}$). Dodatkowo, typowa temperatura obłoków rozmytych w zakresie 30–100 K jest wyższa niż charakteryzująca nasz obłok.

Nasz obiekt należy zaliczyć do obłoków *przezroczystych* (ang. translucent clouds), które są klasą pośrednią pomiędzy ciemnymi obłokami molekularnymi i obłokami rozmytymi. Szacowana ekstynkcja, w ramach niepewności, mieści się w typowym zakresie dla tego typu obłoków, tj. $\sim 1\text{--}2\text{ mag}$. Podobnie uzyskana przez nas gęstość mieści się charakterystycznym tej klasie przedziale $500\text{--}5000\text{ cm}^{-3}$ (dla P10 i P32 uzyskaliśmy nieco większe wartości, ale reprezentują one centralne, najbardziej gęste obszary chmury). Znalaziona w Rozdz. 5.2.2 temperatura, tj. 12–14 K w centrum i rosnąca na zewnątrz (np. $\sim 20\text{ K}$ dla pozycji Off7), również dobrze zgadza się z wartościami spodziewanymi dla obłoków przezroczystych (15–50 K). Wreszcie, rozmiary i masy rozważanej grupy obłoków są zazwyczaj mniejsze niż odpowiednio 5 pc i kilkaset M_\odot , co doskonale zgadza się z wyznaczonymi parametrami obserwowanego obłoku. Dodatkowo wiadomo, że centralne obszary przezroczystych obłoków molekularnych charakteryzuje duży stosunek obfitości wodoru w formie molekularnej do wodoru w stanie atomowym (co pozwala uznać, że obliczenia Radexem, gdzie zaniedbano zderzenia CO z wodorem atomowym, nie powinny dawać przekłamaných wyników ze względu na to uproszczenie).

Obserwacje obłoków molekularnych pokazują, że mają one *strukturę cebuli* (Snow & McCall 2006; Wolfire et al. 2010): obłoki półprzezroczyste są często otoczone warstwą materii o parametrach typowych dla molekularnego obłoku rozmytego, a warstwę jeszcze bardziej zewnętrzzną tworzy materiał o charakterystyce typowej dla atomowego obłoku rozmytego, gdzie dominuje materia w stanie atomowym. Wydaje się, że obłok obserwowany w obszarze echa ma również tego typu strukturę, skoro udało się zarejestrować emisję molekularną poza głównym obszarem gęstej chmury widocznej na naszych mapach. Emisja gazu zarejestrowana na pozycjach Off2, Off4 i pozycji gwiazdy odpowiadałyby warunkami fizycznymi obłokom rozmytym, zdominowanym materią atomową, o typowej gęstości kilkuset cząstek na centymetr sześcienny, temperaturze kilkudziesięciu K i bardzo małej ekstynkcji (wartości typowe dla obłoków rozmytych to $A_V \lesssim 0.2\text{ mag}$).

Można stwierdzić, że niemal cały obszar nieba, gdzie obserwowano jasne echo optyczne, pokrywa się z obszarem zajmowanym przez obłok molekularny i jego rozrzedzone otoczenie. W sformułowaniu tym mamy na myśli tylko pozorne położenie struktur na płaszczyźnie nieba. Oczywiście kwestią wymagającą dyskusji jest wzajemne usytuowanie obłoku i materiału echa wzdłuż linii widzenia. Problem ten jest szczegółowo dyskutowany w następnym rozdziale, gdzie pokazano, że istotnie materiał rozświetlony echem jest fizycznie związany w obserwowanym obłokiem molekularnym.

Ustalenie związku obłoku CO z materią echa świetlnego V838 Mon

W niniejszym rozdziale dyskutuje się związek gazu molekularnego widocznego w emisji radiowej z materią pyłową rozświetloną echem wybuchu V838 Mon. Argumenty kinematyczne oraz odległości wyznaczone do tych dwóch środowisk przekonują, że są one komponentami tego samego obłoku. Kwestia ta jest badana głębiej poprzez analizę gęstości materii echa i porównanie jej do znalezionej charakterystyki obłoku molekularnego. Dodatkowo, postulowany związek obłoku molekularnego z pyłowym środkiem wokół V838 Mon, pozwala na próby określenia natury i pochodzenia obłoku. Związek ten ma też ważne implikacje dla zrozumienia natury gwiazdy V838 Mon i jej wybuchu w 2002 roku.

6.1 Prędkość radialna

Prędkość radialna materii echa nie jest znana bezpośrednio. Nie istnieją obserwacje spektroskopowe echa wystarczająco dobrej jakości i rozdzielczości, które umożliwiłyby pomiar prędkości własnej rozpraszającego pyłu. Istnieją jednak obserwacje, które pozwalają określić prędkość radialną pyłu drogą pośrednią. Widoczny na obrazach optycznych pył znajduje się w niewielkiej odległości od gwiazdy V838 Mon (Tylenda 2004; Sparks et al. 2008, ; patrz też Rozdz. 2.3.2). Według ostatnich ustaleń, sama gwiazda V838 Mon jest najprawdopodobniej obiektem młodym (Afşar & Bond 2007), można się więc spodziewać, że ma tę samą prędkość, co okoliczna materia międzygwiazdowa. Jeśli tak jest, materia echa powinna charakteryzować się prędkością radialną bardzo zbliżoną do prędkości radialnej gwiazdy, tj. $V_{\text{LSR}} = 54 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$. Wskazana prędkość odpowiada centrum emisji maserowej SiO w V838 Mon (Deguchi et al. 2005, 2009), które w przypadku doskonałej większości gwiazdowych źródeł maserowych jest bardzo dobrą miarą prędkości radialnej źródła. Dodatkowo, ostatnie widma optyczne o wysokiej rozdzielczości zdają się potwierdzać tę wartość jako prędkość gwiazdy (Tylenda et al. 2009, 2010). Przypomnieć należy, że V838 Mon znajduje się w układzie podwójnym z gwiazdą typu B3 V i w ogólności można by się spodziewać, że ruch orbitalny będzie ją odróżniał od prędkości radialnej okolicznej materii międzygwiazdowej. Obserwacje pokazują jednak, że układ ten musi mieć bardzo dużą separację ($A \sim 250 \text{ AU}$, Tylenda et al. 2009), a zatem prędkość ruchu orbitalnego będzie bardzo mała (rzędu kilku km s^{-1}). W pracy Tylenda (2004) zasugerowano, że cały układ porusza się względem okolicznego ośrodka, co powodowałoby powstanie charakterystycznej „dziury” w rozkładzie pyłu w najbliższej okolicy gwiazdy. Sugestia ta jednak nie została poparta innymi obserwacjami, a istnienie dziury można wyjaśnić innymi zjawiskami (patrz Rozdz. 7). Można więc z dużą dozą pewności uznać, że materia rozświetlona echem ma prędkość radialną zbliżoną do prędkości systemowej samej gwiazdy, przy czym prędkość systemowa od zmierzonej prędkości masera różni się o co najwyżej kilka km s^{-1} w związku z ruchem orbitalnym V838 Mon.

Prędkość radialna emisji CO widocznej w obszarze echa jest – w ramach niepewności pomiarowych – identyczna z prędkością masera SiO w gwiazdzie V838 Mon, a więc – zgodnie z tym co napisano powyżej – taka sama, co prędkość materii rozświetlonej echem. Trudno spodziewać się, aby taka koincydencja prędkości była przypadkowa. Biorąc pod uwagę, że obłok molekularny widoczny na prędkości $V_{\text{LSR}} = 53.3 \text{ km s}^{-1}$ zajmuje w przybliżeniu ten sam

obszar nieba, co struktury widoczne w echu optycznym (zagadnienie to jest dalej dyskutowane w Rozdz. 6.3), można uznać, że zarówno pył widoczny na obrazach optycznych echa i materia molekularna świecąca w liniach rotacyjnych CO tworzą fizycznie ten sam kompleks gazowo-pyłowy.

Zgodność prędkości radialnych obłoku CO i materii echa są najsilniejszym argumentem na fizyczny związek tych dwóch środowisk.

Zauważmy jeszcze, że obłok znaleziony na prędkości $\sim 48 \text{ km s}^{-1}$ ma co prawda prędkość zbliżoną do spodziewanej prędkości materii echa, ale położenie emisji na niebie nie zgadza się z rozkładem pyłu widocznym w echu. Istnieją przekonujące argumenty na to, że obłok na 48 km s^{-1} znajduje się przed gwiazdą gwiazdą V838 Mon (patrz Rozdz. 6.3.5).

6.2 Odległość

Odległość do obłoku pyłu rozświetlonego echem jest dość dobrze znana. Najdokładniejsza wartość została znaleziona poprzez analizę obrazów polarymetrycznych echa i wynosi ona $d=6.1\pm 0.6 \text{ kpc}$ (Sparks et al. 2008). Zupełnie niezależną metodą dopasowania ciągu głównego do fotometrii członków gromady V838 Mon uzyskano wynik $d=6.2\pm 1.2 \text{ kpc}$ (Afşar & Bond 2007). Wyznaczone odległości do chmury pyłu doskonale zgadzają się (w ramach błędów) ze znaną w Rozdz. 5.3.1 odległością kinematyczną obłoku molekularnego $d=6.5\text{--}7 \text{ kpc}$, dostarczając silnego argumentu na to, że obserwowany pył i gaz molekularny są komponentami tego samego obiektu. Oczywiście dokładność wyznaczeń odległości jest zbyt mała, by mieć pełną pewność, co do fizycznego związku materii widocznej na obrazach optycznych i tych obserwowanych radiowo. Jeśli wziąć pod uwagę niepewności, obiekty wciąż mogą być odległe od siebie nawet o $\sim 1 \text{ kpc}$ wzdłuż linii widzenia. Jest to jednak mało prawdopodobne, bo wówczas zgodność prędkości radialnej obłoku i gwiazdy musiałaby być czysto przypadkowa.

6.3 Obłok CO a rozkład przestrzenny materii echa

Powyższa analiza pokazuje, że ośrodek pyłowy rozświetlony echem i obszar emisji molekularnej z dużym prawdopodobieństwem są manifestacją tego samego obłoku materii międzygwiazdowej. Poniżej badany głębiej związek tych dwóch środowisk poprzez analizę wzajemnego rozkładu pyłu i gazu molekularnego.

6.3.1 O korelacji w występowaniu pyłu i gazu w obłokach międzygwiazdowych

Pierwszą kwestią wartą dyskusji jest wzajemny rozkład gazu i pyłu w obłokach molekularnych. Jeśli przyjmiemy, że obłok pyłowy wokół V838 Mon jest rzeczywiście fizycznie związany z obłokiem molekularnym, to czy należy spodziewać się korelacji w rozkładzie tych dwu składników ośrodka? Jeśli taka korelacja występuje, to na jakich skalach przestrzennych?

Kwestii wzajemnego rozkładu gazu i pyłu w obłokach molekularnych poświęcono dość dużo miejsca w literaturze fachowej, jednak większość studiów skupiona jest na ciemnych (gęstych) obłokach molekularnych, we wnętrzu których dochodzi do znacznej wymiany materii pomiędzy tymi dwiema fazami ośrodka międzygwiazdowego. Dla ciemnych obłoków znaleziono bardzo dobrą korelację pomiędzy gęstościami kolumnowymi materii molekularnej a ekstynkcją optyczną pyłu. Np. w pracach Alves et al. (1999) oraz Lada et al. (1999) znaleziono wyraźną korelację dla $2 < A_V < 30 \text{ mag}$. Rozdzielczość przestrzenna na jakiej badano korelację jest rzędu 0.1 pc , czyli jest porównywalna do skali szczegółów widocznych na obrazach optycznych echa. Nie ma pewności, że współzależność występowania pyłu i gazu jest ściśle kontynuowana dla obłoków przezroczystych, tj. dla linii widzenia z $A_V \lesssim 2 \text{ mag}$, ale często takie założenie się przyjmuje.

Zauważmy tu, że klasyczna zależność $N(\text{H}) \propto E_{B-V}$ (Bohlin et al. 1978) jest również wyrazem korelacji pomiędzy gęstością kolumnową gazu i pyłu w ośrodku międzygwiazdowym. Istotne jednak jest, że relacja ta odnosi się do sumarycznej gęstości kolumnowej gazu $N(\text{H}) = N(\text{HI}) + 2N(\text{H}_2)$, tj. uwzględnia obecność gazu zarówno w formie molekularnej jak i atomowej. Jak już wspomniano, każdy obłok molekularny posiada zewnętrzną „atmosferę” gazu atomowego, która może być bardzo rozległa. Podkreślmy, że pył jest spodziewany również w tych zewnętrznych obszarach.

Poglądowego obrazu wzajemnego rozkładu gazu i pyłu w ośrodku międzygwiazdowym dostarcza analiza materii rozproszonej w Plejadach. Obrazy gromady w zakresie ultrafioletowym i optycznym zdradzają obecność pyłu, który rozprasza promieniowanie młodych gwiazd i jest ulokowany w obrębie całej gromady. W obszarze nieba, gdzie obserwowana jest gromada, znajduje się również obłok molekularny CO (Federman & Willson 1984) i stowarzyszona z nim materia atomowa (Gibson 2007). Obserwacje gwiazd pola i członków gromady przekonują, że obserwowany obłok molekularny nie znajduje się przed gromadą, nie jest też daleko za gromadą i przynajmniej częściowo musi znajdować się w obrębie gromady (Breger 1987). Obłok ten nie jest gęsty, a jego gęstość kolumnowa w centrum jest niewielka, bo odpowiada $1.0 \lesssim A_V \lesssim 1.6$ mag. Zauważmy, że taka charakterystyka jest zbliżona do rozpatrywanego przez nas obłoku w obszarze echa. Szczegółowy rozkład gazu atomowego, gazu molekularnego i pyłu w obszarze Plejad można porównać na stronie internetowej S. Gibsona⁸. Część zamieszczonych tam obrazów prezentujemy na Rys. 6.3.1. Emisja molekularna ograniczona jest do bardzo małego obszaru i choć występuje w okolicach największej koncentracji pyłu, to w szczegółach rozkład emisji CO znacznie różni się od rozkładu pyłu. Dużo lepsza jest korelacja pomiędzy rozkładem pyłu i gazem atomowym śledzonym emisją HI na 21 cm. Obszar występowania pyłu i gazu atomowego jest dużo większy niż obszar emisji CO.

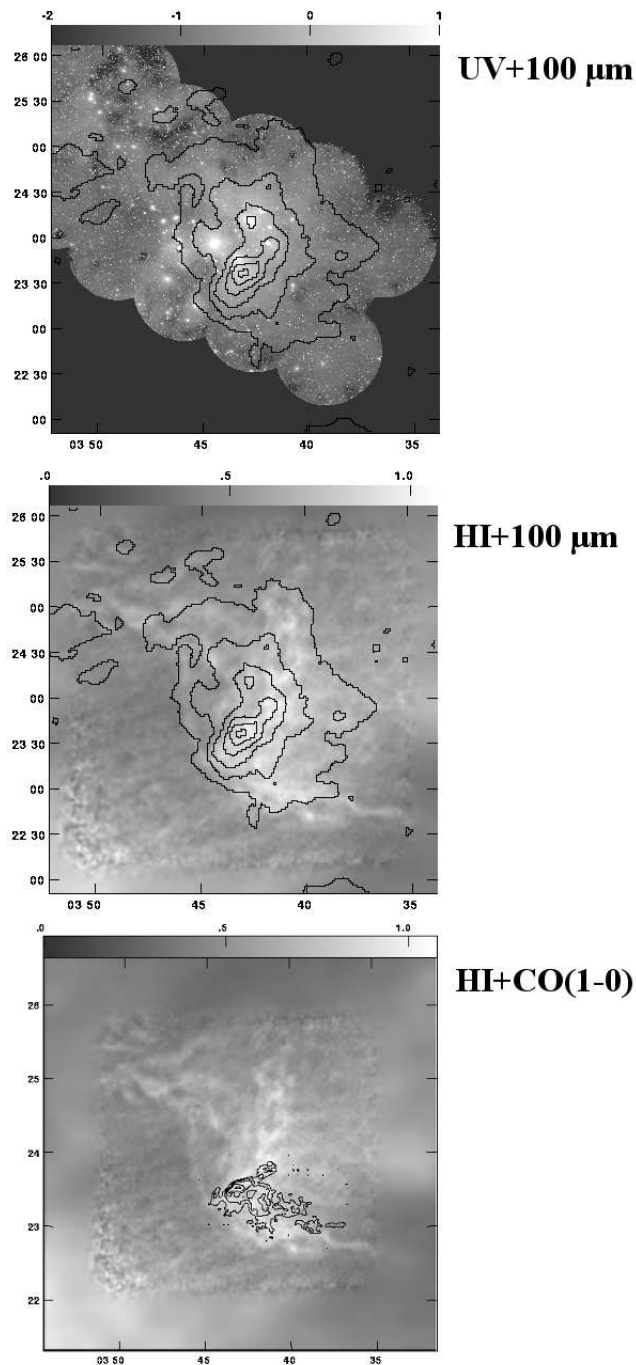
Sytuacja w Plejadach jest dość szczególna, ponieważ gromada i widoczny w jej obrębie obłok nie mają wspólnego pochodzenia, ale są obserwowane w momencie zderzenia. Pomimo to wydaje się, że obserwowane tam wzajemne rozkłady różnych komponentów ośrodka międzygwiazdowego są dobrym wskaźnikiem tego, czego można się spodziewać dla materii w okolicach V838 Mon: *pył wcale nie musi ograniczać się do obszarów silnej emisji molekularnej, ale można spodziewać się większego zagęszczenia pyłu w okolicach centrum obłoku molekularnego.*

6.3.2 Morfologia echa, a przynależność pyłu do obłoku CO

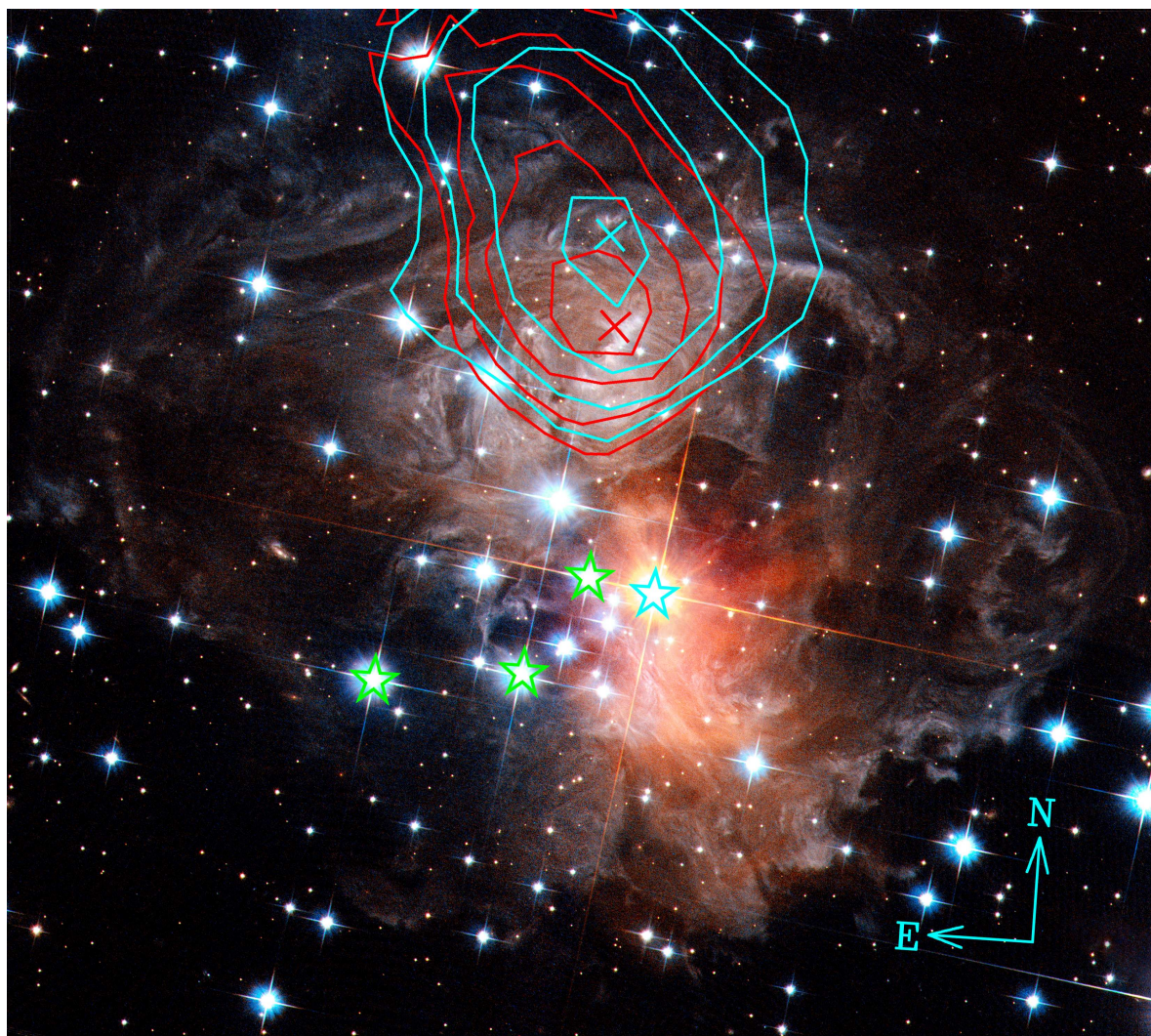
Obrazy optyczne echa, zwłaszcza te zrobione po 2005 roku, pokazują jasne echo w obszarze od pozycji gwiazdy aż po kilkadziesiąt sekund łuku od niej i to niemal we wszystkich kierunkach. Pierwsze obrazy echa mają co prawda wewnętrzną dziurę, a rozkład przestrzenny pyłu jest bardzo niejednorodny, ale śledząc ewolucję echa można odnieść ogólne wrażenie, że materia pyłowa wypełnia niemal całe obrazowane pole aż po odległości kątowe około 60'' (90'' w północno-wschodnim kwadrancie). Na Rys. 22 widać, że jasne echo jest widoczne zarówno w głównym obszarze chmury molekularnej (definiowanej konturami emisji CO), jak i poza tym obszarem. Zgodnie z tym, co napisano w poprzednim rozdziale, nie zaprzecza to fizycznemu związkowi pomiędzy chmurą pyłu i gazem molekularnego.

Na obrazach echa uzyskanych po roku 2003, bardzo jasny pozostaje obszar w okolicach pozycji P32, tj. region, gdzie wypada najsilniejsza emisja w linii CO(3–2) i który uważać można za okolice kierunku ku centrum obłoku molekularnego. Na najpóźniejszych dostępnych obrazach optycznych z HST z lat 2006–2009 widać, że obszar ten stanowi centrum symetrii charakterystycznej owalnej struktury mającej postać wiru (patrz Rys. 23). W Załączniku B prezentujemy niepublikowane obrazy echa zrobione przez HST po 2006 roku i zredukowane przez autora, gdzie struktura ta zdradza wyraźnie swą „nawiniętą” formę. Koincydencja w położeniu wiru i centrum obłoku molekularnego wydaje się nie być przypadkowa i można

⁸<http://www.naic.edu/~gibson/pleiades/vla/comparisons.html>



Rys. 21: Porównanie rozkładu komponentów materii rozproszonej w Plejadach. *Górny panel:* Obraz ultrafioletowy (UV) gromady na 4400 \AA oraz kontury emisji termicznej pyłu na $100 \mu\text{m}$. *Środkowy panel:* Skala szarości pokazuje emisję wodoru neutralnego na 21 cm , natomiast kontury odpowiadają emisji pyłu na $100 \mu\text{m}$. *Dolny panel:* Kontury emisji $\text{CO}(1-0)$ na obrazie emisji wodoru neutralnego. Wszystkie obrazy pochodzą ze strony internetowej <http://www.naic.edu/~gibson/pleiades/vla/comparisons.html>.



Rys. 22: Kontury emisji ^{12}CO na tle kolorowej mozaiki obrazów HST/ACS z września 2006 (filtry F814W, F606W, F435W, obrazek pochodzi ze strony internetowej teleskopu). Niebieskie kontury pokazują emisję w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ zsumowaną w przedziale $52-54.5 \text{ km s}^{-1}$ (kontury odpowiadają wartościom $0.51, 1.07, 2.10$ i 3.88 K km s^{-1}); czerwone kontury prezentują emisję w linii $^{12}\text{CO}(3-2)$ w tym samym zakresie prędkości ($1.35, 2.01, 3.26$ i 5.65 K km s^{-1}). Symbolami gwiazdy oznaczono zidentyfikowanych członków gromady, w tym również pozycję V838 Mon. Symbolami \times oznaczono pozycję P10 (cyjan) i P32 (czerwony).

potraktować to jako kolejny argument na fizyczny związek pomiędzy obserwowanym gazem i pyłem. Tak sformułowane twierdzenie nie ma co prawda silnych podstaw fizycznych, jednak *analiza morfologiczna* ma zasłużone miejsce w astrofizyce obiektów rozciągniętych (Zwicky 1957).

Jeśli przeanalizować obrazy echa zrobione po 2007 roku w filtrach F606W i F814W, to obszar wiru w okolicy pozycji P32 ma porównywalną jasność do obszaru położonego blisko wokół pozycji V838 Mon i rozciągającego się do około kilkunastu sekund łuku na północ i 40'' na południe od pozycji gwiazdy. Jak łatwo zauważyć na kolorowych obrazach echa (patrz Rys. 22), obszar ten jest wyraźnie bardziej czerwony niż zewnętrzne obszary echa i na potrzeby dalszej dyskusji nazywać go będziemy dalej *poświatą* (patrz Rys. 23). Ten jasny czerwony region położony jest daleko poza głównym obszarem emisji CO, ale przypomnijmy, że głębokie integracje teleskopem IRAM 30-m pokazały, że w obszarze tym znajduje się materia molekularna. (Wyjaśnienie natury poświaty zaproponowano w Rozdz. 6.3.4.)

Na podstawie analizy morfologii echa nie da się wykluczyć związku pomiędzy materia echa i obłokiem CO. Struktura wiru może być związana z kierunkiem na centrum obłoku molekularnego.

6.3.3 Oszacowanie absolutnych gęstości materii w obłoku pyłowym

Obrazy echa pozwalają na odtworzenie trójwymiarowej struktury rozpraszającego obłoku pyłowego i określenie gęstości rozpraszającego ośrodka (Rozdz. 2.2). Szczegółowy rozkład materii pyłowej byłby bardzo pomocny w zrozumieniu związku pyłu z obłokiem molekularnym, ale projekt pełnego odtworzenia struktury ośrodka pyłowego w okolicy V838 Mon nie został jeszcze ukończony (grupa H. Bonda – prywatne kontakty). Na nasze potrzeby ograniczymy się do analizy gęstości materii echa tylko dla wybranych jego elementów i pojedynczego obrazu echa uzyskanego instrumentem ACS/HST z 10 września 2006 w filtrze F814W.

Ze wzoru (10) możliwe jest obliczenie gęstości liczbowej materii echa. Odpowiednie przekształcenia dają

$$n_H = \frac{r^2 B_{\text{sca}}}{d^2 \Delta z \langle F_\star \rangle} \left[\int Q_{\text{sca}}(\lambda, a) \sigma_{\text{geo}} \Phi(\theta, \lambda, a) f(a) da \right]^{-1}. \quad (24)$$

Ograniczymy się do obliczenia gęstości materii dla obszaru w centrum wiru, w pobliżu pozycji P32, wybierając aperturę zaznaczoną na Rys. 23. Zdecydowano się na pomiar jasności w obrębie małej apertury o promieniu 1''8, wybierając ją tak, by uniknąć sumowania sygnału od gwiazd pola. Wybrany do pomiaru obszar znajduje się w odległości kątowej 37''5 od pozycji V838 Mon, co odpowiada rzutowanej na płaszczyznę nieba odległości od gwiazdy $\rho=1.1$ pc na odległości 6 kpc. Pomiarów jasności dokonano za pomocą programu Gaia na obrazach HST zredukowanych przez autora zgodnie z opisem w Rozdz. 3.6. Zmierzona jasność powierzchniowa wynosi

$$B_{\text{sca}}(\text{F814W}) = 1.5 \cdot 10^{-21} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1} \text{ arcsec}^{-2} = 6.4 \cdot 10^{-11} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1} \text{ sr}^{-1}.$$

Konwersji ze zliczeń do fizycznych jednostek strumienia dokonano używając czynnika skalującego $\text{photlam}=7.03 \cdot 10^{-20} \text{ erg cm}^{-2} \text{ \AA} (e^-)^{-1}$ (patrz Sirianni et al. 2005). Uzyskaną jasność powierzchniową będziemy chcieli odnieść do jasności V838 Mon w trakcie głównego wybuchu w możliwie tym samym zakresie długości fal. Najbliższe charakterystyce filtru F814W ($\lambda_{\text{eff}}(\text{F814W})=8332 \text{ \AA}$) są pomiary jasności V838 Mon w filtrze I_C ($\lambda_{\text{eff}}(I_C)=7869 \text{ \AA}$), które dają średnią jasność w trakcie głównego błysku wielkości $I_C \approx 5.5$ mag (por. Rys. 1). Jasność tę następnie transformujemy do systemu F814W. Na stronie internetowej HST⁹ znajdujemy, że na w skali magnitud zachodzi relacja $m(\text{F814W})=I_C + 1.21$. Mamy stąd średnią jasność $m(\text{F814W})=6.7$ mag, co w skali gęstości strumienia kalibrowanej na Wedze (punkt zerowy

⁹http://www.stsci.edu/hst/wfpc2/analysis/wfpc2_cookbook.html

zp=25.5 mag, Sirianni et al. 2005) daje

$$\langle F_{\star}(\text{F814W}) \rangle = 1.3 \cdot 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}.$$

Uzyskane wartości na B_{sca} i $\langle F_{\star} \rangle$ są wielkościami obserwowanymi i nie są poprawione na efekt poczerwienienia międzygwiazdowego. Efekt ekstynkcji międzygwiazdowej znosi się dla tych dwóch wielkości w relacji (24).

Gwałtowny wzrost jasności w filtrze I_C rozpoczął się z początkiem lutego 2002 (pomiary tu fazę wstępnego pojaśnienia, ponieważ charakteryzujący ją strumień stanowi tylko $\sim 5\%$ wartości strumienia głównego wybuchu). Gwiazda pozostała bardzo jasna w tej barwie przez około 80 dni (por. Rys. 1). Na Rys. 24 prezentujemy parabole odpowiadające tym datom dla odległości $d=6$ kpc i dla momentu obserwacji HST 10 września 2006. Parabole odpowiadające początkowi i końcowi błysku zaznaczono liniami przerywanymi. Jeśli materia wypełnia całą przestrzeń pomiędzy parabolami granicznymi, głębokości Δz odbijających elementów są równe odległościom paraboloid wzdłuż rozpatrywanych linii widzenia. Rozwiązując równanie echa $z = \rho^2/2ct - ct/2$ dla odpowiednich wartości ct początku i końca błysku dostajemy $\Delta z=0.05$ pc. Zależność $r = (\rho^2 + z^2)^{1/2}$ pozwala oszacować fizyczną odległość rozważanego przez nas elementu echa od źródła błysku, $r=1.1$ pc, przy czym wartość ta została obliczona dla centralnej paraboli $ct=4.5$ lyr. Z relacji $\theta = \arcsin(\rho/r)$ obliczamy kąt rozpraszania, $\theta=103^\circ.4$. Po podstawieniu znalezionych wartości, gęstość materii sprowadza się do następującego wyrażenia

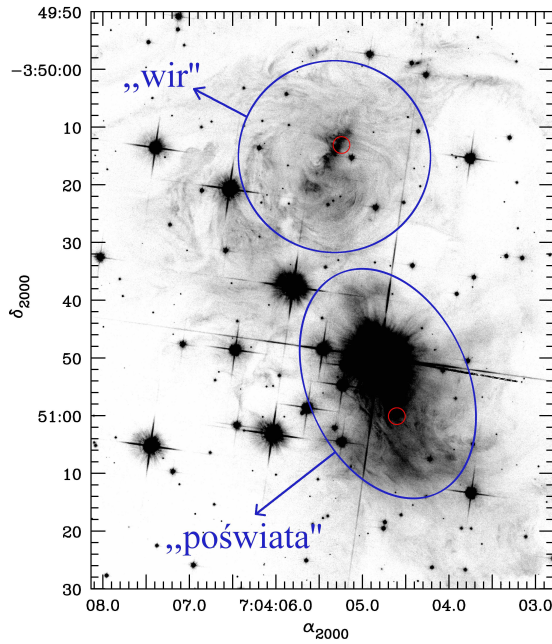
$$n_{\text{H}} = 1.1 \cdot 10^{-22} \left[\int Q_{\text{sca}}(\lambda_{\text{eff}}, a) \sigma_{\text{geo}} \Phi(\theta, \lambda_{\text{eff}}, a) f(a) da \right]^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} &\equiv 1.1 \cdot 10^{-22} 4\pi [S(\lambda_{\text{eff}})]^{-1} \text{ cm}^{-3} \\ &= 1.3 \cdot 10^{-21} [S(\lambda_{\text{eff}})]^{-1} \text{ cm}^{-3}. \end{aligned} \quad (26)$$

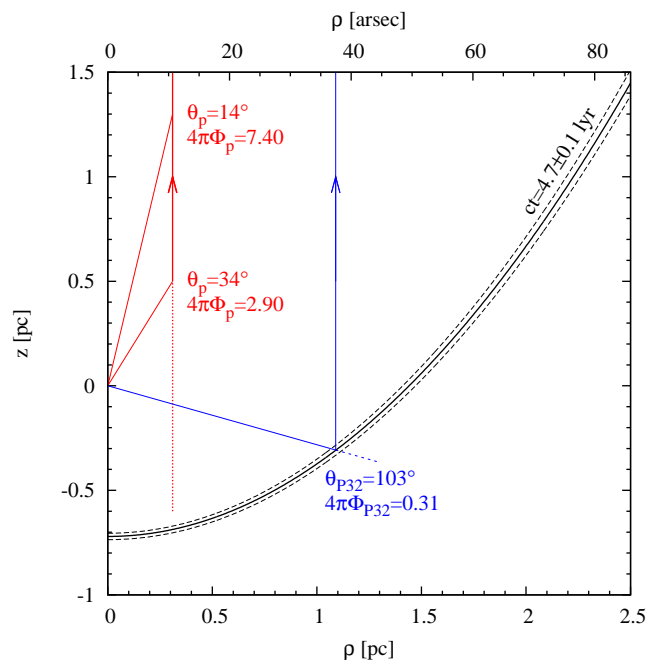
Wartości całek $S(\lambda, \theta)$ zostały obliczone w pracy Sugerman (2003), co wykorzystamy w dalszych rachunkach. Sugerman (2003) stosuje konwencję, gdzie funkcja fazowa Φ jest w postaci nieunormowanej do pełnego kąta bryłowego i w celu zachowania jego definicji całki $S(\lambda, \theta)$ wprowadzono przekształcenie równania (25) do postaci (26). Choć autor ten rozpatruje kilka rodzajów pyłu, my ograniczymy się tu tylko do pyłu krzemianowego. Przy rozważanych długościach fali bliskich $\lambda_{\text{eff}}=8332$ Å, wybór składu materiałowego pyłu nie ma jednak dużego wpływu na ostateczne wyniki. Dodatkowo, weźmiemy pod uwagę tylko pył o kanonicznym stosunku ekstynkcji optycznej do całkowitej $R_V=3.1$, co jest wartością charakterystyczną dla rozrzedzonych ośrodków, takich jak obłoki rozmyte i przezroczyste. Sugerman (2003) rozpatruje przebiegi $S(\lambda, \theta)$ dla trzech typów rozkładów wielkości ziaren:

- typ S (od ang. small) – zestaw małych ziaren o rozmiarach w zakresie $a=5 \cdot 10^{-4}$ – $0.01 \mu\text{m}$;
- typ M (od ang. mid-sized) – ziarna o pośredniej wielkości, tj. z zakresu $a=0.01$ – $0.1 \mu\text{m}$;
- typ G (od galaktyczny) zawiera szeroki zakres wielkości ziaren, gdzie $a=5 \cdot 10^{-4}$ – $1 \mu\text{m}$.

Wydaje się, że zakres rozmiarów pyłu typu S jest bardzo daleki od spodziewanego dla ośrodka międzygwiazdowego, ale uwzględnimy ten typ w dyskusji jako przypadek rozkładu skrajnego. Prezentowane we wspomnianej pracy przebiegi $S(\lambda, \theta)$ ograniczono do trzech kątów rozpraszania $\theta=0^\circ, 30^\circ, 180^\circ$. Dla tych ostatnich dwóch kątów uzyskuje się niemal identyczne wyniki dla typów S oraz M. Weźmiemy średnie wartości $S(\text{F814W}, \theta)$ dla tych dwóch kątów jako reprezentacyjne dla rozważanego przez nas $\theta=103^\circ$. W przypadku typu G wartości całki dla kątów 30° i 180° różnią się już o rząd wielkości i weźmiemy wartość odpowiadającą kątowi 180° , jako bardziej reprezentacyjną dla rozważanego kąta. Z rysunku 9 w Sugerman (2003) znajdujemy, że dla typów S, M i G odpowiednie wartości całki $S(\text{F814W}, \theta)$ to kolejno $S_S=6 \cdot 10^{-28}$,



Rys. 23: Fragment obrazu echa zrobionego instrumentem ACS/HST 10 września 2006 w filtrze F814W. Zaznaczono struktury charakterystyczne dla późnych obrazów echa: wir i poświatę. Czerwone okręgi znaczą obszary, których jasność jest szczegółowo analizowana w tekście.



Rys. 24: Parabole echa wyrysowane dla daty obserwacji 10 września 2006 i dla odległości 6 kpc. Pozycja źródła wybuchu – gwiazdy V838 Mon – znajduje się w początku układu współrzędnych. Obserwator jest ulokowany na górze. Czarne parabole odpowiadają głównemu wybuchowi gwiazdy na początku 2002 roku, przy czym przerywanymi liniami zaznaczono parabole odpowiadające początkowi i końcowi pojaśnienia. Narysowane promienie odpowiadają wybranym do analizy elementom echa: w obrębie poświaty (kolor czerwony) i w okolicach pozycji P32 (kolor niebieski). Dla wygody porównywane obszary narysowano na tym samym ramieniu paraboli. Podano też odpowiednie kąty rozpraszania i wartości funkcji fazowej (przy $g=0.6$) dla zaznaczonych promieni. W przypadku poświaty, zaznaczono tylko dwa przykładowe promienie – w ogólności rozproszenia mogą następować wzdłuż całej pionowej prostej narysowanej kolorem czerwonym.

$S_M=4\cdot 10^{-24}$ oraz $S_G=2\cdot 10^{-23}$. Podstawiając te wartości do wzoru (26) otrzymujemy następujące całkowite gęstości materii echa

$$n_H = \begin{cases} 2.2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3} & \text{dla typu S,} \\ 325 \text{ cm}^{-3} & \text{dla typu M,} \\ 65 \text{ cm}^{-3} & \text{dla typu G.} \end{cases}$$

Widać, że ostateczny wynik krytycznie zależy od przyjętego zakresu rozmiaru ziaren. Typ G wydaje się być najbardziej realistyczny (Weingartner & Draine 2001), ale nie można wykluczyć, że rozpraszający pył ma rozkład bardziej zbliżony do typu M, albo typu pośredniego między S a M. Do tego zaznaczyć należy, że wartości całki S są bardzo niepewne ze względu na ograniczoną znajomość funkcji dielektrycznych pyłu (dostępne dane ograniczają się głównie do ziaren sferycznych) i ograniczone informacje o faktycznym rozkładzie wielkości i składu ziaren. Tak czy inaczej, przy obecnym stanie wiedzy gęstość materii echa rzędu $n_H \sim 100 \text{ cm}^{-3}$ wydaje się najbardziej prawdopodobna. Odpowiada ona gęstości pyłu rzędu jednego ziarna na cm^3 .

6.3.4 Obszar poświaty

Jak już to zaznaczono, na późnych obrazach echa wykonanych w zakresie odpowiadającym pasmom RI , bardzo jasny pozostaje nieregularny obszar nazwany przez nas poświatą. Dla rozpatrywanego wyżej obrazu w filtrze F814W i niewielkiej apertury pokazanej na Rys. 23 (wybranej tak, by znaleźć się poza profilem dyfrakcyjnym V838 Mon), zmierzony strumień jest większy o czynnik 1.3 niż wartość uzyskana dla apertury wybranej w obszarze wiru w pobliżu pozycji P32. W filtrach odpowiadających mniejszym długościom fal, to obszar wiru jest jaśniejszy. Czerwona barwa poświaty jest kluczowa dla zrozumienia, jak ona powstaje.

Jak można to prześledzić na Rys. 2, jasność V838 Mon pasmie I_C spadła po wybuchu o co najmniej 4.5 mag. Mimo tego spadku, obiekt pozostawał wciąż stosunkowo jasny w zakresie czerwonym podczerwieni w trakcie całej dalszej ewolucji. Podczas gdy w zakresie widzialnym gwiazda miała jasność mniejszą niż około $V=15$ mag, to w pasmie I_C obiekt pozostawał jaśniejszy niż ~ 10.5 mag. Około pół roku po zakończeniu wybuchu obserwowano wręcz wzrost jasności w pasmie I_C o około 1 mag. Proponujemy tutaj interpretację, w której *czerwona poświata nie odbija światła głównego wybuchu, ale jest związana ze znaczną jasnością gwiazdy w czerwonym zakresie widma optycznego w trakcie całej ewolucji obiektu po wybuchu w 2002 roku*¹⁰. Zauważmy, że w takiej interpretacji rozpraszane może zachodzić we wnętrzu całej paraboloidy, a nie w paraboloidalnej warstwie. Jest to sytuacja analogiczna do rozważanej w Rozdz. 2.2.1, w której obserwator dokonuje obserwacji echa jeszcze w trakcie rozciągniętego w czasie rozbłysku.

Przy takiej geometrii zjawiska promieniowanie ma szansę być rozpraszane pod niewielkimi kątami, jeśli pochodzi z obszarów w niewielkiej odległości kątowej od źródła. Sytuację te zilustrowano na Rys. 24 dla wybranego elementu echa w obrębie poświaty. Z wczesnych obrazów echa wiemy, że w małych odległościach kątowych od V838 Mon znajduje się materia, która wzdłuż linii widzenia jest ulokowana przed gwiazdą (np. Tylanda 2004). Materia ta, znajdując się w obrębie paraboloidy związanej z dużą jasnością źródła po wybuchu w zakresie czerwonym, będzie rozpraszała promieniowanie w kierunku obserwatora pod niewielkimi kątami (więc bardzo efektywnie) dając czerwone światło poświaty.

¹⁰Problem można też próbować wytłumaczyć poprzez różne własności optyczne pyłu w obszarze poświaty i w echu „zewnątrznym”, tj. pył poświaty efektywniej rozpraszałby promieniowanie czerwone. Typowa wielkość ziaren w obszarze poświaty powinna być wtedy *większa* niż dla reszty echa (porównaj z Rys. 5), albo/oraz ziarna mają różny skład (np. ziarna węglowe efektywniej rozpraszają światło czerwone niż ziarna krzemianowe o tej samej wielkości a). Trudno jednak znaleźć fizyczne powody, dla których natura pyłu w obserwowanych obszarach miałaby być tak niejednorodna.

Jasność źródła w filtrze I_C po wybuchu była około ~ 70 razy większa niż w trakcie głównego wybuchu. Dla wybranej apertury w obrębie poświaty (patrz Rys. 23), porównanej do apertury w obrębie wiru, stosunek gęstości można zapisać jako

$$\frac{n_H(\text{P32})}{n_H(\text{p})} = 0.01 \frac{r_{\text{P32}}^2}{r_{\text{p}}^2} \frac{\Delta z_{\text{p}}}{\Delta z_{\text{P32}}} \frac{\Phi(\theta_{\text{p}})}{\Phi(\theta_{\text{P32}})}, \quad (27)$$

gdzie indeks p odnosi się do obszaru w obrębie poświaty, natomiast P32 do obszaru w okolicach pozycji P32. Dla prostoty przyjęliśmy tu, że własności optyczne całej populacji ziaren o różnych rozmiarach mogą być reprezentowane przez średnie wartości, a pył w porównywanych obszarach ma te same własności. Jak łatwo wywnioskować z Rys. 24, dla obszaru poświaty rozpraszająca kolumna może być bardzo długa. Rzeczywista jej długość Δz_{p} będzie zależała od rozkładu pyłu, ale widać, że długość kolumny może łatwo przewyższyć wartość Δz_{P32} o kilka rzędów wielkości. Jak pokazano na przykładach na Rys. 24, również efektywność rozpraszania w obszarze poświaty może być dużo większa niż w obszarze wiru, ze względu na duże wartości funkcji fazowej dla małych kątów rozpraszania. Średnia gęstość materii związanej z obszarem poświaty nie musi więc być porównywalna do tej w obszarze wiru mimo porównywalnej jasności tych dwóch obszarów. W istocie, ze względu na to, że Δz_{p} może być bardzo duże, gęstość materii w obszarze poświaty może być dużo mniejsza niż w obszarze wiru. Niestety, nie jest możliwe oszacowanie względnych gęstości w tych dwóch obszarach bez znajomości rozkładu pyłu w kierunku poświaty.

6.3.5 Względna lokalizacja obłoku CO i materii echa

Uzyskane w Rozdz. 6.3.3 oszacowanie gęstości materii w obszarze wiru należy porównać do gęstości spodziewanej dla obserwowanego obłoku molekularnego. Przypomnijmy, że modelowanie natężeń linii w okolicach centrum morfologicznego obłoku CO (pozycje P10 i P32) dały średnią gęstość materii wielkości $n_H \approx 2n(\text{H}_2) = (1.8-6) \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Jeśli przyjmując hipotezę, że widoczna materia pyłowa należy do obserwowanego obłoku molekularnego, uzyskaną z analizy echa niską gęstość materii $n_H = 65-325 \text{ cm}^{-3}$ można zrozumieć, jeśli paraboloidy odpowiadające obrazom echa próbowały tylko zewnętrzną, rozrzedzoną część obłoku i nie zdołały dotrzeć do gęstych okolic jądra zdominowanych przez gaz molekularny. Obłok CO znajduje się więc przed lub za V838 Mon. Wczesna ewolucja echa, kiedy parabole penetrowały głównie obszar przed gwiazdą, nie pokazały rozproszonego światła w obszarze głównej emisji CO, więc bardziej prawdopodobna jest sytuacja, że obłok ten znajduje się za gwiazdą.

W widmie optycznym V838 Mon obserwuje się szereg komponentów absorpcyjnych, głównie linii atomowych, które można przypisać materii międzygwiazdowej na prędkościach $V_{\text{LSR}} = 15, 25$ oraz 48 km s^{-1} (Kamiński et al. 2009). Prezentowane tu obserwacje w liniach molekularnych ujawniły obecność obłoku molekularnego na prędkości 48 km s^{-1} , na południe od linii widzenia ku V838 Mon, więc widoczna struktura absorpcyjna na 48 km s^{-1} musi powstawać w atomowej otoczce tego obłoku molekularnego. Brak wyraźnej absorpcji na prędkości obłoku podejrzanego o związek z materią echa, tj. na $V_{\text{LSR}} = 53 \text{ km s}^{-1}$, może być traktowany jako silny argument za tym, że obłok ten nie jest usytuowany przed V838 Mon.

Można więc zakończyć dyskusję stwierdzeniem, że gęste jądro obłoku molekularnego znajduje się za gwiazdą V838 Mon, ale zewnętrzne części obłoku molekularno-pyłowego są widoczne w postaci materii echa. Cały kompleks molekularny wraz z „atmosferą” gazu atomowego i pyłu nie powinien mieć rozmiarów większych niż kilka pc, zatem gęste jądro molekularne musi znajdować się najwyżej kilka pc za V838 Mon.

6.4 Implikacje związku obłoku z materią echa

6.4.1 Pochodzenie materii

Obserwacje zjawiska analogicznego do echa w podczerwieni pozwoliły na zgrubne oszacowanie masy materii ośrodka pyłowego wokół V838 Mon. Na podstawie obserwacji Kosmicznym Teleskopem Spitzera Banerjee et al. (2006) oszacowali masę świecącego pyłu na $1.6 M_{\odot}$ dla odległości 8 kpc, co po transformacji do odległości 6 kpc daje odpowiednio $0.9 M_{\odot}$. Przy kanonicznym stosunku masy gazu do masy pyłu wielkości ~ 100 sumaryczna masa pyłu i gazu powinna wynosić $90 M_{\odot}$, przy czym jest to wartość odpowiadająca wąskiej paraboloidalnej warstwie i zapewne całkowita masa obłoku jest dużo większa. Związek materii echa z obserwowanym obłokiem molekularnym również sugeruje duże masy, rzędu kilkuset M_{\odot} (patrz Rozdz. 5.3.4). Tak masywny obłok nie może być pochodzenia od-gwiazdowego, tzn. nie może być efektem utraty masy przez gwiazdę/gwiazdy. Natura obłoku jest z całą pewnością międzygwiazdowa, przy czym do ustalenia pozostaje, jakie jest stadium ewolucyjne obłoku: czy jest on w fazie tworzenia się (kondensacji), czy też w fazie rozpadu.

Gwiazda V838 Mon jest członkiem gromady otwartej (Afşar & Bond 2007). Przynależność do gromady udało się jak dotąd stwierdzić dla 3 gwiazd typów widmowych B 3–6 (do tego doliczyć należy jeszcze gorącego towarzysza gwiazdy V838 Mon), których położenie zaznaczono na Rys. 22. Wszystkie te gwiazdy leżą w obszarze nieba zajmowanym przez echo świetlne, ale poza głównym obszarem emisji molekularnej. Ich rzutowane na płaszczyznę nieba odległości od V838 Mon są mniejsze niż 1.2 pc (na odległości 6 kpc), można się więc spodziewać, że gwiazdy te również są częściowo zanurzone w ośrodku rozświetlonym echem (do 2008 roku echo ukazało materię do odległości około 3 pc od V838 Mon). Obecność obłoku molekularnego i ośrodka pyłowego w bezpośrednim sąsiedztwie gwiazd gromady można interpretować jako argument za bardzo młodym wiekiem gromady. Widoczny gaz i pył mogą być pozostałościami po fazie formacji gromady.

Kometarny kształt chmury molekularnej zdaje się to potwierdzać. Głowa tej kometarnej struktury wskazuje na centrum gromady, które jest ośrodkiem silnego promieniowania. W szczególności, gwiazdy typów widmowych B są silnymi źródłami promieniowania ultrafioletowego, które w znaczący sposób może wpływać na strukturę obłoku molekularnego poprzez niszczenie ziaren pyłu i dysocjację molekuł (również jonizację atomów jeśli promieniowanie jest wystarczająco energetyczne). Takie kometarne struktury, jak ta widoczna na naszych mapach radiowych, są często obserwowane jako efekt wpływu promieniowania młodych gorących gwiazd na okoliczny ośrodek (na skutek efektu samo-zacienienia, and. self-shadowing effect) (patrz np. Bertoldi & McKee 1990; Lefloch & Lazareff 1994). Obecność gorących gwiazd w okolicy obłoku molekularnego oznacza, że widzimy go w fazie rozpadu „chemicznego” (Diaz-Miller et al. 1998), typowego dla obszarów PDR (ang. photon-dominated regions albo photo-dissociation regions, czyli obszarów fotodysocjacji zdominowanych przez fotony; Hollenbach & Tielens 1997, patrz też Roger & Dewdney 1992). Niska gęstość kolumnowa materii molekularnej obłoku ($A_V \approx 1 - 2$ mag) oznacza, że obłok nie jest w stanie się samo-ekranować przed zewnętrznym promieniowaniem Galaktyki wzbogaconym promieniowaniem okolicznych gwiazd typu B i powinien zaniknąć na skali rzędu kilku Myr (milionów lat). Fakt, że obserwujemy gromadę częściowo zanurzoną w materii pyłowej i w sąsiedztwie obłoku molekularnego, świadczy o jej bardzo młodym wieku. Nie obserwuje się bowiem gromad zawierających gwiazdy pośrednich pod-typów B zanurzonych (choćby częściowo) w gazie molekularnym, jeśli wiek gromady przekracza ~ 3 Myr (Allen et al. 2007, ich Rozdz. 4 i zamieszczone tam referencje). Do tego, szacuje się, że gromady nie zawierające gwiazd masywnych, jak w naszym przypadku, bardzo szybko pozbywają się w ogóle gazu (atomowego i molekularnego) poprzez jego rozproszenie w czasie krótszym niż 10 Myr (Palla & Stahler 2000).

Gromada i wypełniający ją gaz powinny też znajdować się obecnie w stanie rozpadu w sensie dynamicznym. Czas relaksacji gromad otwartych zawierających mało gwiazd (tj. mniej

niż ~ 36) jest szacowany na kilka Myr (Allen et al. 2007, ich Rozdz. 5 i zamieszczone tam referencje). Obserwowana gromada wydaje się być wciąż dość zwarta ($\lesssim 1.2$ pc), toteż jej wiek nie może być większy niż kilka Myr.

Z powyższej dyskusji wynika, że obserwowany obłok molekularno-pyłowy jest obecnie w fazie rozpadu, a wiek gromady, do której należy V838 Mon, musi być rzędu kilku Myr (powiedzmy 3–10 Myr). Afşar & Bond (2007) określili zgrubny górny limit na wiek gromady wielkości 25 Myr, i choć nasze oszacowanie jest zgodne z ich wynikiem, to znacząco obniża ograniczenie na spodziewany wiek progenitora V838 Mon. Konsekwencje tego stwierdzenia omówiono w następnym rozdziale.

6.4.2 Modele wybuchu gwiazdy V838 Mon

Związek obłoku molekularnego z echem ma dość znaczące konsekwencje dla zrozumienia gwiazdy V838 Mon i jej wybuchu. Wielu autorów sugerowało, że widoczna w echu świetlnym materia może być pochodzenia od-gwiazdowego, tj. byłaby efektem utraty masy przez progenitora V838 Mon. Taka interpretacja z kolei pociąga za sobą wniosek, że gwiazda ta musiałaby być obiektem wyewoluowanym¹¹, co jest ważną informacją dla prób wyjaśnienia wybuchu w 2002 roku.

Związek materii echa z obłokiem molekularnym o masie kilkuset M_{\odot} wyklucza od-gwiazdowe pochodzenie tego ośrodka i tym samym zaprzecza interpretacji, jakoby gwiazda V838 Mon była obiektem zaawansowanym ewolucyjnie. Wręcz przeciwnie – obecność materii gazowo-pyłowej świadczy o bardzo młodym wieku gwiazdy, co podkreślono w poprzednim rozdziale. Warto zauważyć, że w pracy Tylenda et al. (2005) rozważano możliwość, iż progenitorem gwiazdy V838 Mon była proto-gwiazda typu widmowego A0.5 i wieku około 0.3 Myr. Taki wiek nie jest sprzeczny ze wskazanym wcześniej przez nas ograniczeniem na wiek gromady rzędu kilku Myr.

¹¹Z drugiej strony, Munari et al. (2002a) zaproponował, że materiał widoczny w echu jest efektem utraty masy przez bardzo masywną, młodą gwiazdę. Jak jednak podkreślono to w Tylenda et al. (2005), taka gwiazda jonizowałaby okoliczną materię, co jest sprzeczne z obserwacjami.

Fotoprzetwarzanie pyłu wokół V838 Mon

W Rozdz. 2.2.1 krótko wspomniano o zjawiskach echa termicznego i odparowaniu ziaren pyłu, które mogą być stowarzyszone z echem rozproszeniowym. W przypadku echa V838 Mon na pewno obserwowano echo termiczne w dalekiej podczerwieni (Banerjee et al. 2006, patrz też Rozdz. 2.3.4). Jako, że odparowanie ziaren krzemianowych czy węglowych wymaga rozgrzania pyłu do temperatur 2000–3000 K (Waxman & Draine 2000), chłodny i stosunkowo krótki błysk V838 Mon nie mógł doprowadzić do efektywnego odparowania jąder pyłu w znacznych obszarach wokół gwiazdy. W niniejszym rozdziale zaproponowano i przedyskutowano możliwość, że błysk wywołał odparowanie zewnętrznych warstw pyłów pokrytych warstwą lodową. Podano tu charakterystykę ziaren pyłu z powłoką lodową i przedyskutowano możliwość istnienia takich ziaren w okolicy V838 Mon. Dyskutuje się wpływ gorących gwiazd gromady V838 Mon na obłok pyłowy. Następnie sprawdzono rachunkiem, czy błysk V838 Mon, przy jego znanej charakterystyce energetycznej, mógł doprowadzić do odparowania powłok lodowych pyłu w okolicy gwiazdy. Postawiono też problem możliwości zaobserwowania zjawiska odparowania powłok lodowych poprzez obserwacje przejść rotacyjnych molekuly CO. Na koniec dyskutuje się możliwość zajścia i obserwacji tego zjawiska wokół innych obiektów zmiennych, w szczególności supernowych.

7.1 Motywacje i sformułowanie problemu

Pierwsze obserwacje w przejściach rotacyjnych molekuly CO obszaru echa wykonane 3-metrowym teleskopem KOSMA, częściowo opublikowane w Kamiński et al. (2007), sugerowały, że emisja odkryta na pozycji V838 Mon jest zmienna w czasie. Trzy obserwacje w różnych epokach pomiędzy kwietniem 2004 i kwietniem 2006 pokazywały konsekwentnie wzrastający strumień w linii CO(2–1). Zmiana była wielkości kilkudziesięciu procent, nieco powyżej formalnych błędów kalibracji. Dodatkowo, w ostatniej obserwacji emisja została zarejestrowana na pozycjach sąsiednich sugerując rozciąglą naturę źródła. Nie znano wtedy jeszcze dokładnie lokalizacji ani struktury obszaru emisji i trudno było ocenić błędy związane z niedokładnością pozycjonowania teleskopu. Dziś prawdopodobne wydaje się, że za obserwowaną „zmiennosc” odpowiadały błędy pozycjonowania teleskopu, ale nie jest to pewne. Potencjalna zmienność źródła pociągałaby za sobą potrzebę identyfikacji procesu, który mógłby prowadzić do wzrastającej na sile emisji CO. (Zaznaczmy od razu, że prezentowane w niniejszej pracy nowe obserwacje nie pozwalają na weryfikację, czy emisja CO jest zmienna. Obserwacje obszaru wykonywano tylko raz w danym przejściu na danym teleskopie, więc nie ma możliwości porównania obserwacji z różnych epok dla tego samego instrumentu. Z kolei porównanie natężeń linii dla danej pozycji obserwowanej różnymi teleskopami, dla źródła rozciąglęgo o złożonym rozkładzie emisji, nie daje gwarancji, że porównywana jest emisja tych samych obszarów.)

Wzrastające natężenie danej linii może wiązać się ze wzrostem obsadzeń górnego poziomu przejścia albo ze wzrostem objętości emitującego obszaru. Pierwsze obserwacje teleskopem KOSMA sugerowały tę drugą ewentualność, ponieważ obszar emisji zdawał się powiększać. W tym czasie znana już była spektakularna ewolucja echa w zakresie optycznym i detekcja echa termicznego V838 Mon. Nasunęło to pomysł, że w powiększającym się obszarze echa może dochodzić do uwalniania gazu CO z powierzchni rozgrzanego pyłu. W ten sposób wraz z ekspansją echa optycznego i termicznego, powiększeniu ulegały również obszar emisji CO.

Uwolniony z powierzchni ziarna gaz potrzebuje bardzo dużo czasu, by powrócić na powierzchnię ziarna, więc takie „molekularne echo” dla jednorodnego ośrodka nie miałyby geometrii paraboloidalnej warstwy, ale wypełnionej paraboloidy. Okazało się też, że opisany powyżej proces nie jest pomysłem nowym, bo analogiczne zjawisko było już rozważane w literaturze w kontekście aktywności młodych gwiazd, np. wybuchów typu FU Ori (Draine 1985), wybuchów supernowych (Draine & Salpeter 1979) i błysków gamma (Waxman & Draine 2000). Nigdy nie było jednak powiązane przez wymienionych autorów ze zjawiskiem echa.

Abstrahując nawet od niejednoznacznych obserwacji KOSMA, weryfikacja, czy do opisanego zjawiska mogło dojść w obszarze echa V838 Mon, wydaje się intrygująca. Do ustalenia pozostają nie tylko fizyczne podstawy procesu (np. czy podgrzany pył może uwolnić CO? Czy błysk był wystarczająco energetyczny?), ale także czy efekt ma w ogóle szansę być zaobserwowany. Problemy te dyskutujemy w następnych rozdziałach w kontekście znalezionej w tej pracy związku obszaru echa w obłoku molekularnym CO.

7.2 Lód CO w przestrzeni międzygwiazdowej i w okolicach V838 Mon

Zarówno przewidywania teoretyczne jak i obserwacje wskazują, że pył w chłodnych ośrodkach molekularnych powinien zawierać płaszcz lodowy (Leger et al. 1985; Boogert & Ehrenfreund 2004). Najbardziej obfity jest tam lód wodny, a zaraz po nim amorficzny lód CO, który jest przedmiotem naszego zainteresowania.

Obecność lodu CO w ośrodku międzygwiazdowym jest potwierdzona obserwacyjnie dzięki pasmom absorpcyjnym w podczerwieni, głównie na $4.67 \mu\text{m}$ (np. Tielens et al. 1991). Wskazują na to również studia obfitości (zubożenia) molekuł w środowiskach o znanych warunkach fizyko-chemicznych (Bergin et al. 2001). Lód CO zdaje się być powszechny w gęstych ośrodkach molekularnych. Jego obfitość względem H_2 dla typowego obłoku oceniana jest na 10^{-6} (Tielens et al. 1991; Allamandola et al. 1999), czyli stanowi około 10% CO w fazie gazowej. W środowiskach bardzo chłodnych i gęstych, gdzie proces akrecji cząstek z fazy gazowej jest bardzo efektywny (np. jądra obłoków molekularnych w fazach bezpośrednio poprzedzających formowanie się gwiazd), obfitość lodu CO staje się porównywalna do obfitości CO w fazie gazowej (np. Pontoppidan et al. 2008; Bergin et al. 1995; Langer et al. 2000, i zawarte tam referencje). Ocenia się, że lód CO jest obecny na ziarnach w środowiskach o temperaturze gazu nie przekraczającej $\sim 30 \text{ K}$ (Langer et al. 2000) i niemal zawsze przyjmuje postać amorficzną.

Przywołane tu wyniki badań nad lodami międzygwiazdowymi mają przekonać, że w obłokach molekularnych istnieje znaczący rezerwuar molekuły CO, który nie jest bezpośrednio widoczny w fazie gazowej. Istnieje szereg procesów desorpcji, które potrafią przywrócić molekuły z fazy stałej do gazowej; w szczególności, mogą to być procesy wywołane przez zewnętrzne pole promieniowania, co jest dla nas najbardziej interesujące w kontekście wpływu błysku V838 Mon na okoliczną materię. Przebieg niektórych procesów desorpcji silnie zależy od struktury płaszcza lodowego pokrywającego ziarna i dlatego zagadnieniu temu poświęcimy następny rozdział.

7.2.1 O tym, że CO jest zewnętrzną warstwą lodu na ziarnach

Struktura powłoki lodowej ziarna jest odbiciem ewolucji, jaką pył przechodzi w ośrodku międzygwiazdowym. Przejście molekuł z fazy gazowej do stałej jest możliwe, jeśli w ośrodku istnieją jądra kondensacji. Zazwyczaj zakłada się, że jądrami tymi w ośrodku międzygwiazdowym są ziarna pyłu gwiazdowego (dostarczanego głównie przez gwiazdy asymptotycznej gałęzi olbrzymów i inne chłodne olbrzymy). Ziarna takie początkowo są „nagie”, tj. zupełnie pozbawione płaszczy lodowych. W chłodnych i wystarczająco gęstych obłokach molekularnych dochodzić może do wzrostu ziaren dzięki dwóm procesom: akrecji i koagulacji (np. Whittet 2003), przy czym dla naszych rozważań ważny jest tylko ten pierwszy proces (koagulacja nie prowadzi do zwiększenia masy materii pyłowej, a tylko do redystrybucji rozkładu rozmiarów

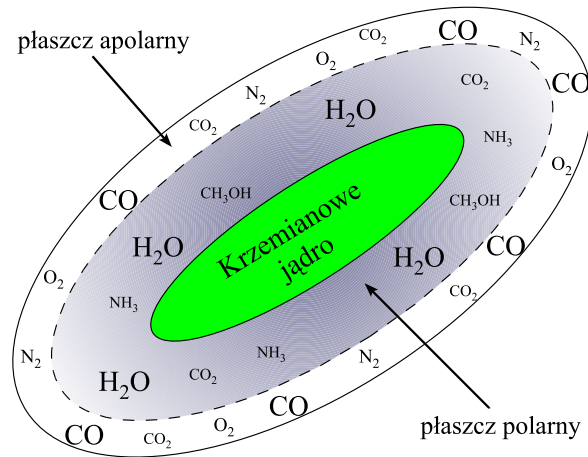
ziaren). Akrecja polega na „przyklejaniu się” atomów i molekuł do powierzchni ziarna w wyniku zderzeń. Efektywność tego procesu jest parametryzowana współczynnikiem przylegania (ang. sticking coefficient), który w warunkach typowych dla chłodnego ośrodka międzygwiazdowego jest bliski jedności. Statystycznie najczęściej akrecji ulegają najbardziej obfite cząstki. Na skutek efektywnej akrecji, wokół krzemianowego jądra powstaje warstewka związków chemicznych przyjmująca postać mieszanki amorficznych lodów. Zgodnie z malejącą zawartością procentową w jej skład wchodzi głównie: H_2O , CO , CO_2 , NH_3 , CH_4 , CH_3OH , N_2 , O_2 (np. Allamandola et al. 1999). Zaznaczmy jeszcze, że proces akrecji jest bardzo efektywny, np. gdyby nie zachodziły żadne procesy desorpcji przywracające cząstki do fazy gazowej, całkowite wymrożenie CO z fazy gazowej nastąpiłoby w ciągu $10^9/n_{\text{H}} \text{ yr}/(\text{cm}^{-3})$ (Willacy & Millar 1998), czyli w czasie krótszym niż 1 Myr dla typowego obłoku.

Nawet we wnętrzu bardzo gęstych obłoków, ziarna podlegają procesom grzania, związanym głównie z bombardowaniem ośrodka cząstkami promieniowania kosmicznego. Trafione energetyczną cząstką ziarno ogrzewa się i dojść może do sublimacji lodów (Purcell 1976). Wymienione wyżej związki wodoru oraz CO_2 , jako cząsteczki polarne, mają dość wysoką temperaturę sublimacji. Lód wodny, który jest lodem najbardziej obfitym, sublimuje w warunkach ośrodka międzygwiazdowego dopiero w temperaturze $\sim 90 \text{ K}$ (Langer et al. 2000, i wymienione tam referencje). Związki apolarne, takie jak CO , N_2 i O_2 , są z kolei bardzo lotne (tzn. mają niską temperaturę sublimacji) i łatwo zostają odgazowane z powierzchni ziaren. Sublimacja CO zachodzi już w temperaturze 16 K, która jest łatwa do osiągnięcia nawet w pojedynczych epizodach grzania spodziewanych dla pyłu ośrodka międzygwiazdowego. Duża różnica temperatur sublimacji lodów polarnych i apolarnych prowadzi do stratyfikacji płaszczy lodowych pyłu. W każdym procesie podgrzania ziarna, jeśli tylko nie zostanie ono całkowicie zniszczone, odparowaniu ulega głównie CO, natomiast lód wodny pozostaje na ziarnie. Po ochłodzeniu ziarna ma miejsce dalsza akrecja, ale odbywa się ona już na warstwę lodu, która została w znacznym stopniu zubożona w substancje najbardziej lotne. W ten sposób powstaje płaszcz lodowy, którego wierzchnie warstwy pokrywa głównie lód CO, a te najbardziej wewnętrzne składają się głównie z lodu wodnego (pełny opis zjawiska znajduje się w Whittet 2003; Schutte & Greenberg 1991). Schematyczny model ziarna pokrytego tego typu powłoką lodową jest prezentowany na Rys. 25.

Dla ścisłości zaznaczyć trzeba, że opisany powyżej proces budowania wielowarstwowej powłoki lodowej jest dodatkowo wspomagany samym charakterem ewolucji chemicznej obłoku. Początkowe narastanie płaszczy lodowych następować może już w momencie, kiedy obłok jest jeszcze obfity w materię atomową (tj. kiedy zawartość HI jest większa niż H_2). W wyniku reakcji na pyłe powstaje wtedy molekula H_2 i związki wodoru z obfitymi atomami C, N, O. Podczas gdy H_2 łatwo ulega desorpcji z powierzchni pyłu, ciężkie molekuly, takie jak OH, CH i NH, pozostają na ziarnach i uczestniczą w dalszych reakcjach. W ten sposób powstają „uwodornione” lody, jak NH_3 , CH_4 i H_2O . Kiedy zapas wodoru atomowego się wyczerpie i H_2 zaczyna dominować w obłoku, reakcje prowadzące do powstania lodów polarnych są mniej częste i materiałem, który się efektywnie odkłada na powierzchni ziarna, jest teraz głównie CO. Molekula CO powstaje w fazie gazowej i nie jest tak czuła na względną zawartość HI do H_2 jak lody uwodornione.

7.2.2 Możliwość istnienia ziaren z pokrywą lodową w okolicy V838 Mon

Występowanie powłok lodowych na powierzchni międzygwiazdowych ziaren pyłu jest spodziewane głównie w gęstych i chłodnych obszarach obłoków molekularnych, gdzie akrecja cząstek z fazy gazowej jest bardzo efektywna. W rzadkich ośrodkach, jak międzygwiazdowe obłoki rozmyte, takich ziaren nie powinno być wiele. Są one łatwo niszczone przez międzygwiazdowe pole promieniowania Galaktyki, dla którego takie obłoki są przezroczyste. Proces destrukcji lodów nie jest natychmiastowy, a jego tempo zależy od natężenia i widma pola promieniowania oraz zdolności obłoku do ekranowania się przed tym promieniowaniem.



Rys. 25: Schematyczny model ziarna międzygwiazdowego pokrytego powłoką lodową z odseparowanymi lodami polarnymi i apolarnymi. W rzeczywistym ziarnie granica między lodami polarnymi i apolarnymi nie jest wyraźna.

Czy można spodziewać się, aby w obszarze obłoku molekularnego znajdującego się w pobliżu V838 Mon, przynajmniej część ziaren zachowała płaszcz lodowy. Zgodnie z tym, co napisano w Rozdz. 6.4.1, przyjmujemy, że obłok ten jest pozostałością po fazie formowania gromady, do której należy V838 Mon. Jest on obecnie w trakcie procesu rozpadu powodowanego promieniowaniem UV okolicznych młodych gwiazd i polem promieniowania Galaktyki. Co ważniejsze jednak, obłok musiał być do niedawna bardzo gęsty, skoro w jego obrębie powstawały gwiazdy. W takim gęstym ośrodku ziarna miały szansę wykształcić płaszcz lodowy. Zaraz po narodzinach gwiazd gorący obłok zaczął być penetrowany (przynajmniej w części) ich energetycznym promieniowaniem i doszło do niszczenia pokryw lodowych ziaren. Wpływ gorących gwiazd ma materię molekularną i pyłową w obszarze gromady przedyskutujemy szczegółowo w następnych rozdziałach. Na początek założymy jednak, że przynajmniej fragmenty obłoku mogą być wciąż wystarczająco daleko od gorących gwiazd gromady lub wystarczająco dobrze przesłonięte, by zachować swe płaszcze lodowe. Otwiera to nam drogę do dyskusji problemu, czy błysk gwiazdy V838 Mon mógł część tej materii pyłowej gwałtownie przywrócić do fazy gazowej.

7.3 Sublimacja (desorpcja termiczna)

Jednym z efektów, jakiego można się spodziewać w wyniku oświetlenia ośrodka błyskiem V838 Mon, jest promieniste ogrzanie pyłu. Zaraz po pochłonięciu promieniowania i ogrzaniu (rozumianym tu w sensie ruchów vibracyjnych cząstek tworzących strukturę ziarna), pył bardzo szybko się chłodzi, głównie promieniście. Jeśli wśród ziaren znajdują się takie, które posiadają lodową powłokę, to przy podgrzaniu pyłu do odpowiednio wysokiej temperatury może dojść do odgazowania lodów tworzących płaszcz lodowy. Jest to jeden z możliwych mechanizmów tzw. desorpcji termicznej czyli sublimacji. Przedyskutujemy tu, czy błysk V838 Mon miał szansę doprowadzić do sublimacji lodu CO z powierzchni ziaren w okolicy gwiazdy.

7.3.1 Strefa sublimacji – przewidywania teoretyczne

Sprawdzimy najpierw, czy błysk gwiazdy V838 Mon był w stanie wywołać sublimację termiczną lodu CO na odległościach, na których spodziewamy się występowania pyłu w okolicy gwiazdy. Niech L_λ jest rozkładem mocy promieniowania całego błysku. Promieniowanie wybuchu jest pochłanianie przez ziarna, co prowadzi do podgrzania pyłu. Następuje po tym

szybkie chłodzenie, które w ogólności może odbywać się poprzez kilka procesów. Dalej zakładając będziemy jednak, że pył chłodzi się wyłącznie promieniście, tj. że *cała* zaabsorbowana energia jest wypromieniowywana (ale patrz dyskusja w Rozdz. 7.3.2). Dla odpowiednio dużych ziaren i silnego pola promieniowania spodziewane jest wytworzenie pewnej sytuacji równowagowej w energetyce pyłu i można wtedy zdefiniować średnią temperaturę ziarna (np. Draine 2003b). Kiedy drobin są bardzo małe (i tym samym mają bardzo mały przekrój czynny na absorpcję fotonu) lub pole promieniowania jest bardzo słabe, to czas pomiędzy kolejnymi absorpcjami fotonu może znacznie przekraczać skale czasowe chłodzenia i trudno wtedy mówić o jakiegokolwiek charakterystycznej temperaturze ziarna (grzanie dla tak małych drobin ma charakter procesu stochastycznego) (Draine & Li 2001). Ocenia się, że w przypadku średniego międzygwiazdowego pola promieniowania (ang. interstellar radiation field, ISRF) sytuacja równowagowa powinna wytworzyć się dla ziaren wielkości $a \gtrsim 0.02 \mu\text{m}$. Jak się dalej okaże, istotne dla naszych rozważań będą ziarna znacznie większe niż owo graniczne $0.02 \mu\text{m}$; również spodziewane pole promieniowania błysku jest silniejsze niż ISRF (patrz dalej). Można więc bezpiecznie założyć, że w ciągu trwania trzymiesięcznego błysku V838 Mon ziarna osiągnęły pewien stan równowagowy z promieniowaniem i można dla nich zdefiniować średnią temperaturę. Dla ziarna wielkości a znajdującego się w odległości r od źródła błysku, można wtedy zapisać następujące równanie bilansu (np. Laor & Draine 1993)

$$(\pi a^2) \int Q_{\text{abs}}(a, \lambda) \frac{L_\lambda}{4\pi r^2} \exp[-\tau_\lambda(r)] d\lambda = (4\pi a^2) \int Q_{\text{em}}(a, \lambda) \pi B_\lambda(T_d) d\lambda. \quad (28)$$

Lewa strona równania (28) odpowiada procesowi grzania poprzez absorpcję promieniowania powierzchnią równą geometrycznemu przekrojowi ziarna, natomiast prawa strona odpowiada procesowi chłodzenia wyłącznie poprzez emisję (całą powierzchnią ziarna). Człon tłumiący postaci $\exp[-\tau_\lambda(r)]$ odpowiada za ekstynkcję od pyłu, który ma grubość optyczną τ_λ i leży pomiędzy gwiazdą a rozważanym ziarnem; dla uproszczenia w dalszych rachunkach zaniedbamy efekt ekstynkcji. $B_\lambda(T_d)$ jest jak zwykle funkcją Plancka, która odpowiada promieniowaniu termicznemu pyłu mającego temperaturę T_d

$$B_\lambda(T_d) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda k T_d) - 1}, \quad (29)$$

gdzie h , c i k są odpowiednio stałą Plancka, prędkością światła i stałą Boltzmanna. Wielkości Q_{abs} i Q_{em} są współczynnikami wydajności na, odpowiednio, absorpcję oraz emisję. Zgodnie z prawem Kirchhoffa te dwa współczynniki dla danej długości fali powinny być identyczne, $Q_{\text{abs}} = Q_{\text{em}}$. Zaniedbując ekstynkcję i upraszczając wyrazy możemy równanie (28) przepisać jako

$$\int_0^\infty Q_{\text{abs}}(a, \lambda) \frac{L_\lambda}{4\pi r^2} d\lambda = 4\pi \int_0^\infty Q_{\text{abs}}(a, \lambda) B_\lambda(T_d) d\lambda. \quad (30)$$

Przy znanym rozkładzie mocy błysku rozwiązanie powyższego równania wiąże się z określeniem wartości współczynnika wydajności na absorpcję Q_{abs} . Dla pojedynczego ziarna o określonej wielkości i znanym składzie chemicznym współczynnik ten, podobnie jak inne własności optyczne pyłu, można policzyć dysponując zespoloną funkcją dielektryczną materiału. Niestety, wartości współczynnika Q_{abs} nie są łatwo dostępne w literaturze dla interesujących nas ziaren z otoczką lodową (ale patrz Greenberg 1971). Z braku odpowiednich danych o własnościach optycznych pyłu pokrytego lodem, w dalszej części naszego wywodu założymy, że efektywności na absorpcję ziaren lodowych są identyczne z tymi dla pyłu krzemianowego.

By uprościć obliczenia, posłużymy się dalej *plankowsko-uśrednioną emisyjnością* pyłu, tak jak została ona zdefiniowana w Draine & Lee (1984)

$$\langle Q^P(a, T_d) \rangle = \frac{\int_0^\infty Q_{\text{abs}}(a, \lambda) B_\lambda(T_d) d\lambda}{\int_0^\infty B_\lambda(T_d) d\lambda}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{2\pi hc^2}{\sigma T_d^4} \int_0^\infty Q_{\text{abs}}(a, \lambda) \lambda^{-5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T_d}\right) - 1 \right]^{-1} d\lambda \\
&= 15 \left(\frac{hc}{\pi k T_d}\right)^4 \int_0^\infty Q_{\text{abs}}(a, \lambda) \lambda^{-5} \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T_d}\right) - 1 \right]^{-1} d\lambda, \quad (31)
\end{aligned}$$

gdzie w przekształceniu wpisano jawną postać funkcji Plancka i skorzystano z prawa Stefana-Boltzmana

$$\int_0^\infty B_\lambda(T_d) d\lambda = \sigma T_d^4 / \pi \quad (32)$$

ze stałą $\sigma \equiv (2\pi^5 k^4)/(15c^2 h^3)$. Możemy teraz równanie (30) przepisać w uproszczonej postaci

$$\int_0^\infty Q_{\text{abs}}(a, \lambda) \frac{L_\lambda}{4\pi r^2} d\lambda = \langle Q^P(a, T_d) \rangle 4\pi \sigma T_d^4. \quad (33)$$

Lewą stronę powyższego równania uprościmy wprowadzając niezależny od długości fali współczynnik wydajności na absorpcję, uśredniony zgodnie z przebiegiem widma gwiazdy

$$\langle Q^*(a) \rangle = \frac{\int_0^\infty Q_{\text{abs}}(a, \lambda) L_\lambda d\lambda}{\int_0^\infty L_\lambda d\lambda}. \quad (34)$$

Możemy wtedy ostatecznie zapisać równanie jawnie niezależne od długości fali

$$\langle Q^*(a) \rangle \frac{L}{4\pi r^2} = 4\pi \sigma T_d^4 \langle Q^P(a, T_d) \rangle, \quad (35)$$

co z kolei daje

$$r = \left[\frac{L \langle Q^*(a) \rangle}{16\sigma \pi^2 T_d^4 \langle Q^P(a, T_d) \rangle} \right]^{1/2}. \quad (36)$$

Podstawiając za T_d temperaturę sublimacji lodu CO, dostaniemy odległość od gwiazdy, do której mogło zajść zjawisko desorpcji termicznej. Wielkość tę będziemy dalej nazywali *promieniem sublimacji*. W ogólności temperatura sublimacji lodu danej substancji zależy od ilości mono-cząsteczkowych warstewek lodu na powierzchni ziarna. W przypadku mieszanin lodów, z którymi najpewniej mamy do czynienia w rzeczywistych powłokach lodowych pyłów międzygwiazdowych, temperatura sublimacji silnie zależy też od względnych stosunków obfitości różnych lodów tworzących powłokę. Dla *czystego* lodu CO przewidywana temperatura sublimacji monowarstwy w warunkach ośrodka międzygwiazdowego wynosi $T_{\text{sub}} \approx 16$ K (dla warunków laboratoryjnych zmierzono $T_{\text{sub}} = 25$ K) (Langer et al. 2000, i wymienione tam referencje). Mimo charakterystycznej stratyfikacji płaszczy lodowych (opisanej Rozdz. 7.2.1), jest bardzo mało prawdopodobne, by rzeczywiste ziarna międzygwiazdowe posiadały czysty lód CO na swej powierzchni – jest on najpewniej zanieczyszczony innymi, mniej lotnymi lodami, przede wszystkim H_2O i CO_2 . W przypadku mieszaniny lodu CO z bardzo obfitym lodem wodnym, efektywna temperatura sublimacji płaszcza będzie wyższa. Dzieje się tak dlatego, ponieważ czysty lód H_2O sublimuje w warunkach ośrodka międzygwiazdowego dopiero w temperaturze ~ 90 K (w warunkach laboratoryjnych uzyskano $T_{\text{sub}} \approx 150$ K) (Langer et al. 2000, i wymienione tam referencje). Dla mieszaniny CO– H_2O o stosunku ilościowym 1:2 określono temperaturę sublimacji na $T_{\text{sub}} = 25$ K (Langer et al. 2000, i wymienione tam referencje). By zachować ogólność naszych rachunków, w dalszej części pracy rozważymy dwie możliwe temperatury sublimacji, tj. 16 K i 25 K, jako pewne wartości graniczne, w ramach których lód może ulegać sublimacji.

Jeśli przyjąć teraz, że całkowita moc promieniowania błysku wynosiła $L = 10^6 L_\odot$ (Tylanda 2005), a temperatura pyłu osiągnęła temperaturę sublimacji $T_d = T_{\text{sub}}$, to wstawiając wartości liczbowe do równania (36) dostajemy wyrażenie na promień strefy sublimacji; dla $T_{\text{sub}} = 16$ K

$$r_{\text{sub}} = 0.84 \left[\frac{\langle Q^*(a) \rangle}{\langle Q^P(a) \rangle} \right]^{1/2} \text{ pc}. \quad (37)$$

Tabela 16: Średnie emisyjności i absorpcyjności pyłu krzemianowego dla ziaren o wybranych rozmiarach (na podstawie Draine & Lee 1984 oraz Laor & Draine 1993). Szczegóły w tekście.

a [μm]	$\langle Q^P \rangle_{16\text{K}}$	$\langle Q^P \rangle_{25\text{K}}$	$\langle Q^* \rangle_{5\text{kK}}$	$\langle Q^* \rangle_{7\text{kK}}$
0.02	$6.4 \cdot 10^{-5}$	$1.7 \cdot 10^{-4}$	$8.5 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$
0.10	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$8.3 \cdot 10^{-4}$	$6.8 \cdot 10^{-2}$	$1.5 \cdot 10^{-1}$
1.00	$3.2 \cdot 10^{-3}$	$8.4 \cdot 10^{-3}$	$7.7 \cdot 10^{-1}$	$8.6 \cdot 10^{-1}$

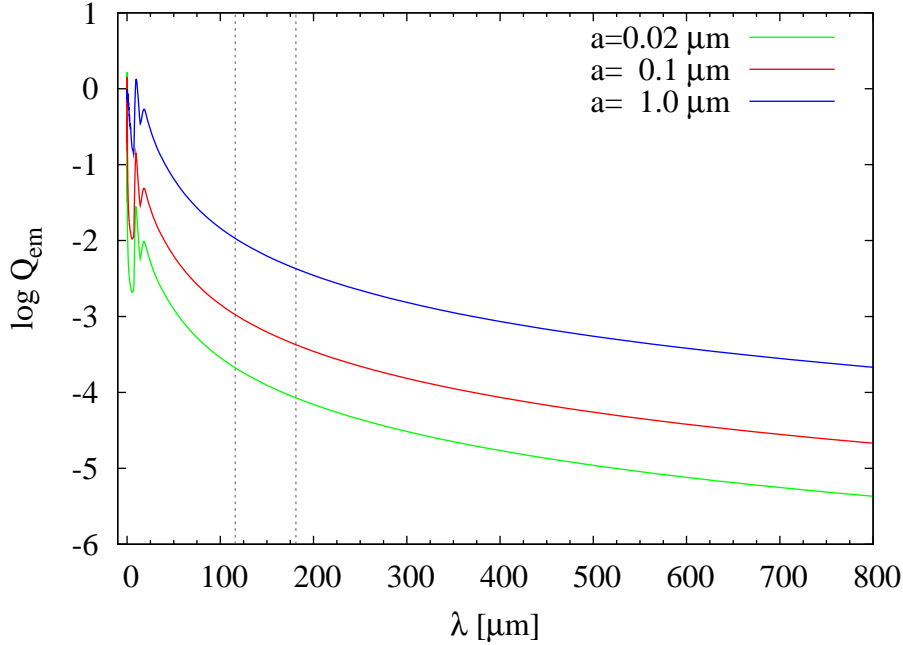
Analogiczne wyrażenie dla $T_{\text{sub}} = 25$ K daje czynnik przed nawiasem wielkości 0.34.

Wzór (37) można sprowadzić do stwierdzenia, że wielkość strefy sublimacji zależy od stosunku, w jakim pozostają własności optyczne pyłu w zakresie, gdzie promieniowanie jest pochłaniane, do własności w zakresie, w jakim jest ono reemitowane. Dla ciała doskonale czarnego emisyjność nie zmienia się z długością fali, ale dla rzeczywistego absorbera funkcja emisyjności potrafi być bardzo złożona. W naszym przypadku ważny jest stosunek własności absorpcyjnych pyłu w okolicach maksimum rozkładu widmowego błysku, czyli w okolicach $\lambda=0.5 \mu\text{m}$ (Rys. 27), do emisyjności w zakresie dalekiej podczerwieni (ang. far infrared, FIR). Z prawa przesunięć Wiena mamy bowiem, że maksimum emisyjności wypada na $\lambda_{\text{max}}(T_d = 16 \text{ K}) = 181 \mu\text{m}$ i $\lambda_{\text{max}}(T_d = 25 \text{ K}) = 116 \mu\text{m}$.

W ośrodku międzygwiazdowym mamy do czynienia z pewnym rozkładem wielkości ziaren. Uwzględnienie populacji ziaren o różnych wielkościach nie jest trudne pod względem obliczeniowym (należy rozwiązać układ równań analogicznych do znalezionej powyżej), ale jeśli chcąc uwzględnić własności optyczne oddzielnie dla każdego rozmiaru ziaren, zadanie staje się bardzo pracochłonne. Pozostaniemy przy wygodnym uproszczeniu pojedynczego rozmiaru ziaren wybierając najbardziej reprezentacyjne wartości na a . Rozpatrzmy ziarna wielkości $a = 0.1 \mu\text{m}$, które dają największy przyczynek do ekstynkcji międzygwiazdowej (np. Whittet 2003). Warto zaznaczyć wyraźnie, że jest to rozmiar charakterystyczny dla mieszaniny różnych ziaren, zarówno takich z pokrywą lodową, jak i „nagich” ziaren krzemianowych i węglowych. Jeśli chodzi wyłącznie o ziarna typu jądro-powłoka lodowa, to w np. pracy Greenberg (1971) ocenia się, że charakterystyczny rozmiar *jąder* takich ziaren to $a_c \approx 0.005 \mu\text{m}$, natomiast powłoka jest wielkości $a_m \approx 0.1 - 0.2 \mu\text{m}$, czyli całe ziarno jest niewiele większe od wskazanego wyżej „klasycznego” rozmiaru. W gęstych obszarach molekularnych, jak centra ciemnych obłoków czy jądra protogwiazdowe, ziarna mogą być już bardzo duże, ze względu na bardzo efektywną akrecję cząstek z fazy gazowej, procesy koagulacji i brak czynników niszczących pyłu. W wypadku tak gęstych ośrodków ocenia się, że możliwe jest powstawanie pyłów większych niż kilka μm . Dla ogólności rozważań w dalszej analizie, oprócz „standardowego” rozmiaru ziaren wielkości $0.1 \mu\text{m}$ weźmiemy też pod uwagę obecność ziaren dużych reprezentowanych przez $a=1 \mu\text{m}$. Będzie to raczej górne ograniczenie na rozmiary pyłu aniżeli typowa wartość, ale pozwoli prześledzić zależność naszych obliczeń od założonej wielkości pyłu. Z tego samego powodu rozważymy też ziarna bardzo małe. Jako że dla ziaren mniejszych niż $0.02 \mu\text{m}$ grzanie ma charakter stochastyczny, najniższą wartością wartą rozważenia w ramach naszego modelu promieniowania pyłu jest $a = 0.02 \mu\text{m}$.

Wartości współczynnika $Q_{\text{abs}}(a, \lambda)$ oraz plankowsko-uśrednione emisyjności dla krzemianów weźmiemy ze strony internetowej B. Draine’a¹². Zastosujemy wyniki obliczeń tego autora dla modelu „astro-krzemianów” (ang. *astronomical silicates*) o sferycznym kształcie (wersja plików `Sil_81` i `planck_Sil` z 1993 roku). Użyte dalej w naszym wywodzie wartości na plankowsko-uśrednione współczynniki emisyjności dla temperatur 16 K i 25 K znajdują się w Tabeli 16. Generalnie, wartości tych współczynników rosną ze wzrostem temperatury (tak, że $\langle Q^P \rangle/a \sim T_d^2$) lub wielkością ziaren (dla ustalonej temperatury $\langle Q^P \rangle \sim a$). Przebieg wartości nieuśrednionych współczynników w zakresie spodziewanej emisji pyłu pokazano na Rys. 26.

¹²<http://www.astro.princeton.edu/~draine/dust/dust.diel.html>



Rys. 26: Przebieg współczynników emisji dla sferycznych ziaren krzemianowych. Pionowymi liniami wyszczególniono (w przybliżeniu) zakres, w którym spodziewana jest znacząca emisja pyłu dla ziaren o temperaturze 16–25 K. Szczegóły w tekście.

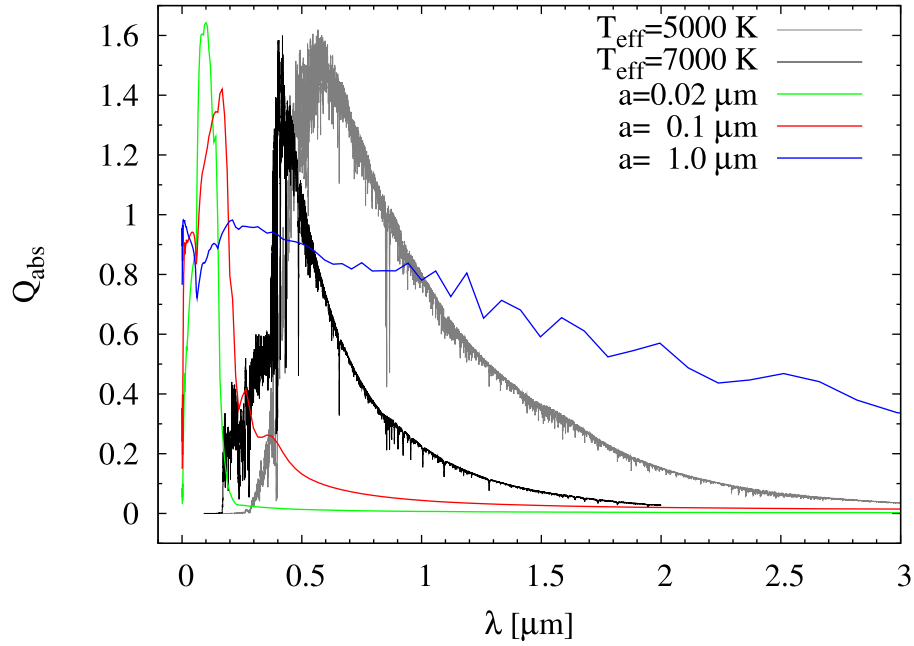
Zaznaczono tam przybliżony zakres, dla którego spodziewana jest najsilniejsza emisja termiczna pyłu.

Aby obliczyć wartości współczynnika $\langle Q^* \rangle$ (patrz równanie (34)), wymagana jest znajomość rozkładu mocy błysku, albo charakterystyczne dla wybuchu widmo gwiazdy. Do uśrednienia współczynnika absorpcji użyjemy widma syntetycznego z bazy danych *POLLUX*¹³ (Palacios et al. 2010) dla parametrów $T_{\text{eff}} = 5000$ K i $\log g = 0.0$. Wybraną temperaturę można uważać za reprezentacyjną dla widma gwiazdy obserwowanego w trakcie wybuchu (porównaj z Tylanda 2005). Zauważmy jednak, że w trakcie głównego piku na krzywej blasku V838 Mon, temperatura gwiazdy sięgała nawet 7000 K. By zbadać wpływ kształtu widma błysku na wielkość strefy sublimacji, postanowiliśmy policzyć średnie współczynniki absorpcji również dla widma o $T_{\text{eff}} = 7000$ K i $\log g = 3.5$ (model o najniższej grawitacji w bazie *POLLUX* dla takiej temperatury). Kształt widm syntetycznych wraz z przebiegiem współczynnika absorpcji dla trzech rozmiarów sferycznych ziaren krzemianowych prezentowane są na Rys. 27 (dane pochodzą ze strony internetowej B. Draine’a). Na podstawie tych danych obliczono średnie współczynniki absorpcji zgodnie ze wzorem (34). Ograniczono się przy tym do całkowania w zakresie długości fali $0.167 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 3 \mu\text{m}$, na który przypada niemal całkowity strumień błysku. Obliczone wartości współczynników $\langle Q^* \rangle$ dla dwóch wybranych widm znajdują się w Tabeli 16. Jak widać, różnica między wartościami współczynników dla różnych temperatur błysku nie jest duża¹⁴.

Mając określone wartości średnich współczynników możemy wreszcie obliczyć promień sublimacji dla wybranych zestawów parametrów. Wyniki takich obliczeń zebrano w Tabeli 17. Spodziewany promień sublimacji wynosi 10–18 pc, jeśli lód sublimuje w 16 K, lub 2–5 pc, jeśli temperatura sublimacji jest bliższa 25 K. Zanim dokonamy bardziej szczegółowej interpretacji uzyskanych wyników, przedyskutujemy najpierw niepewności, jakimi są obarczone.

¹³<http://pollux.graal.univ-montp2.fr>

¹⁴Okazuje się, że można było uzyskać średnie współczynniki $\langle Q^* \rangle$ dużo łatwiej; są one bowiem bliskie plankowsko-uśrednionym współczynnikom temperatur z tabel Draine’a dla 5000 K i 7000 K.



Rys. 27: Przebieg współczynników efektywności na absorpcję dla sferycznych ziaren krzemianowych w zakresie istotnym dla absorpcji promieniowania błysku. Na rysunku pokazano kształt widm syntetycznych dla temperatur efektywnych 5000 K i 7000 K (skala rzędnych dla tych dwóch wykresów jest różna).

Tabela 17: Promień strefy sublimacji policzony dla różnych rozmiarów ziaren, temperatur sublimacji i widma błysku. Szczegóły w tekście.

a [μm]	T_{sub} [K]	T_{eff} [K]	r_{sub} [pc]
0.02	16	5000	9.7
0.02	16	7000	12.4
0.02	25	5000	2.4
0.02	25	7000	3.1
0.10	16	5000	12.2
0.10	16	7000	18.2
0.10	25	5000	3.1
0.10	25	7000	4.6
1.00	16	5000	13.0
1.00	16	7000	13.8
1.00	25	5000	3.3
1.00	25	7000	3.4

7.3.2 Dyskusja niepewności

Otrzymane wartości na promień sublimacji uzyskano poprzez dokonanie wielu upraszczających założeń. Stosowalność tych założeń oraz źródła potencjalnych błędów dyskutowane są poniżej.

Założenia, co do bilansu procesów grzania i chłodzenia

Jak już to sygnalizowano, zapisując równanie bilansu nie uwzględniliśmy szeregu procesów chłodzenia i założyliśmy, że pył chłodzi się wyłącznie promieniście. Zwróćmy jednak uwagę, że w szczególności sama sublimacja jest procesem chłodzenia, i to bardzo efektywnym dla temperatur pyłu znacząco przekraczających punkt sublimacji. Zaniedbaliśmy też inne mechanizmy chłodzenia, takie jak zderzenia pyłu z gazem, formację molekuł w obrębie ziarna (fotolizę i inne procesy chemiczne), czy wybuchową fotodesorpcję (patrz Rozdz. 7.4.2). Większość z tych procesów ma znacznie dłuższe skale czasowe niż chłodzenie promieniste, dla którego charakterystyczna skala chłodzenia w rozpatrywanych temperaturach jest rzędu 0.01 s (Draine 1985). Laboratoryjnie stwierdzono, że chłodzenie czystego lodu CO poprzez sublimację odbywa się na skalach czasowych rzędu godzin w temperaturze ~ 24 K (Sandford & Allamandola 1988); takie same skale czasowe określono dla sublimacji mieszanki lodów w temperaturze ~ 25 K (Schmitt et al. 1987).

Sublimacja zdaje się być drugim co do ważności procesem chłodzenia (po chłodzeniu promienistym), szczególnie istotnym w pobliżu gwiazdy, gdzie temperatura pyłu znacznie przekracza T_{sub} . Efektywność chłodzenia poprzez sublimację jest eksponencjalną funkcją temperatury i tylko poniżej temperatury sublimacji proces jest nieistotny (por. Schutte & Greenberg 1991). Nie powinno to mieć jednak większego znaczenia dla uzyskanych wartości na r_{sub} . Strefę sublimacji możemy bowiem zdefiniować jako obszar wokół gwiazdy ograniczony powierzchnią, gdzie właśnie chłodzenie tym procesem jest już nieistotne¹⁵.

Własności optyczne pyłu

Inny problem to niepewności związane z użytymi własnościami optycznymi pyłu. Jak można wywnioskować z pracy Greenberg (1971), własności optyczne lodów są bardzo zbliżone do własności optycznych krzemianów. Największa różnica w przebiegu współczynnika emisji dla tych dwóch substancji ma miejsce w pośredniej i dalekiej podczerwieni: krzemiany mają dużą efektywność na emisję w zakresie 10–14 μm , podczas gdy dla lodów ważne są pasma w szerokim zakresie 3–100 μm (Greenberg 1971). Różnica ta nie ma większego wpływu na wyniki naszych rachunków, bo nie są to zakresy istotne dla grzania/chłodzenia pyłu w rozważanych przez nas temperaturach. Dodatkowo, odnaleźć można w literaturze prace (np. Greenberg 1971; Leung 1975; Il'in 1986), w których pokazano, że własności optyczne ziaren krzemianowych nie zmieniają się istotnie, jeśli dodać do nich pokrywę lodową.

W naszych wcześniejszych rozważaniach nie wzięliśmy pod uwagę, że w ośrodku międzygwiazdowym znajduje się populacja ziaren opartych na węglu (grafit, SiC, PAH). Pył tego typu ma własności optyczne znacząco różne od dielektrycznych krzemianów i lodów. Nas ciekawi, jakie są własności takiego pyłu, jeśli wykształci powłoki lodowe. Okazuje się, że spodziewana grubość powłoki lodowej jest zazwyczaj wystarczająco duża, by to własności lodu

¹⁵Warto w tym miejscu zasygnalizować jeszcze inny problem. Jak opisano to w Rozdz. 7.2.1, ziarna lodowe posiadają charakterystyczną budowę typu jądro–płaszcz lodowy, z odseparowanymi lodami lotnymi i polarnymi. Taka budowa ma duży wpływ na przebieg procesu chłodzenia ziarna. Przy temperaturach większych niż T_{sub} zewnętrzna powłoka płaszcza lodowego o dużej zawartości lodów lotnych chłodzić się może dwoma efektywnymi kanałami, tj. poprzez sublimację i promieniście, podczas gdy jądro ziarna może chłodzić się jedynie promieniście. (Przy bardzo wysokiej temperaturze, kiedy drgania molekuł wewnątrz ziarna stają się silne, może dojść do „sublimacji” z wewnętrznych warstw, co z kolei może prowadzić do rozerwania ziarna.) W obrębie ziarna istnieje obszar graniczny definiujący warstwy chłodzone tylko przez emisję promieniowania i poprzez sublimację wspomaganą chłodzeniem promienistym. Temperaturę tego granicznego obszaru Schutte & Greenberg (1991) oceniają na 26 K (dla czystego lodu CO), co można utożsamić z temperaturą sublimacji lodu CO.

zdominowały własności optyczne całego ziarna. Widać to szczególnie w przypadku ziaren grafitowych, gdzie obecność powłoki lodowej powoduje, że ich własności optyczne zbliżają się do tych charakterystycznych dla ziaren krzemianowych/lodowych (Greenberg 1971). Można stwierdzić więc, że zastosowane przez nas współczynniki wydajności powinny dawać dobre oszacowanie na wielkość strefy sublimacji, nawet jeśli w ośrodku znajduje się populacja ziaren opartych na węglu.

Ekstynkcja

Zaniedbanie ekstynkcji może sprawić, że otrzymane wyniki na r_{sub} są zawyżone. Z obserwacji radiowych obłoku CO otrzymaliśmy, że całkowita ekstynkcja obłoku molekularnego wynosi $A_V=0.9$ mag, podczas gdy w kierunku pozycji gwiazdy materia molekularna daje $A_V \approx 0.03$ mag (Rozdz. 5.3.3) (ograniczamy się tu do pasma V , bo maksimum promieniowania błysku jest w okolicach $\lambda=0.5\mu\text{m}$). Pierwsza z tych wartości jest zdecydowanie tylko górnym ograniczeniem na rzeczywistą ekstynkcję, jaką należało by uwzględnić w równaniu bilansu zapisanego dla epok, w których błysk jeszcze nie zdołał spenetrować całego obłoku CO. Dla znalezionej wartości A_V dostajemy, że osłabienie promieniowania gwiazdy wynosi co najwyżej $\exp(-\tau_V) = 10^{-0.4 \cdot A_V} = 0.4$, co przekłada się na błąd względny obliczonego promienia sublimacji wielkości $\sqrt{0.4} \approx 70\%$. Nie jest to efekt, którego zaniedbanie znacząco zmieniałoby sens naszych wywodów. Może on jednak mieć znaczenie dla symetrii samego zjawiska, jeśli gęste obszary z pyłem są rozłożone niejednorodnie względem gwiazdy.

7.3.3 Obecność gwiazd gorących w okolicy obłoku

Dla naszych rozważań istotna wydaje się obecność w okolicy obłoku towarzysza typu B3 V oraz innych gwiazd wczesnych typów wchodzących w skład lokalnej gromady (Afşar & Bond 2007). Czy samo już promieniowanie okolicznych gorących gwiazd jest w stanie rozgrzać pył powyżej temperatury sublimacji? Jeśli tak jest, to część lodu mogła już ulec odparowaniu z powierzchni ziaren i błysk nie spowodowałby znaczącego wzbogacenia fazy gazowej w molekułę CO. Choć całkowita moc promieniowania pojedynczej gwiazdy typu B3 V jest rzędu $10^3 L_{\odot}$, czyli trzy rzędy wielkości mniej niż całkowita moc promieniowania błysku V838 Mon, to jednak duża wartość współczynnika wydajności absorpcji w zakresie krótkofalowym (patrz Rys. 27) może sprawić, że wpływ gorących gwiazd na charakterystykę termiczną pyłu nie jest zaniedbywalny. Maksimum natężenia promieniowania gwiazdy typu widmowego B3 V ($T_{\text{eff}} \approx 18000$ K) wypada na około 1000 \AA . Na Rys. 27 widać, że w zakresie tym współczynnik Q_{abs} dla typowych i małych ziaren jest kilkukrotnie większy niż w zakresie optycznym. W Tabeli 18 zebrano wartości uśrednionych współczynników efektywności na absorpcję dla trzech rozmiarów ziaren i syntetycznego widma gwiazdy o temperaturze efektywnej 18000 K i $\log g = 4.0$. Widmo to wzięto z siatki BSTAR2006¹⁶ wygenerowanej dla modeli atmosfer projektu TLUSTY (Lanz & Hubeny 2007). Współczynnik efektywności uśredniono w zakresie $0.09\text{--}1 \mu\text{m}$. Odpowiednie promienie sublimacji dla $T_{\text{sub}} = 16 \text{ K}$ i 25 K znajdują się również w Tabeli 18. Wyniki te uzyskano dla $L_{\text{B3V}} = 2 \cdot 10^3 L_{\odot}$. Jak widać, dla standardowego rozmiaru ziaren, pojedyncza gwiazda B3 V może odparować lód CO nawet do odległości około 2 pc , przy czym bardziej realistyczna wydaje się wartość 0.5 pc .

Uzyskany powyżej wynik wydaje się ciekawy w kontekście problemu istnienia wewnętrznej dziury w echu V838 Mon, widocznej wyraźnie na wczesnych obrazach optycznych z HST (patrz Rys. 9). Na obecność tej struktury po raz pierwszy zwrócono uwagę w Tylenda (2004), gdzie zinterpretowano ją jako faktyczny brak materii pyłowej w okolicach gwiazdy. Jak można zobaczyć na Rys. 9, jest ona wyraźnie asymetryczna względem układu V838 Mon (poza pierwszymi obserwacjami HST do maja 2002, gdzie była niemal kołowa): jej rozmiary w kierunku

¹⁶<http://nova.astro.umd.edu/Tlusty2002/tlusty-frames-BS06.html>

Tabela 18: Średnie absorpcyjności pyłu krzemianowego dla ziaren o wybranych rozmiarach oraz odpowiadające im promienie sublimacji dla promieniowania gwiazdy B3 V (własności optyczne pyłu na podstawie Draine & Lee 1984 oraz Laor & Draine 1993). Szczegóły w tekście.

a [μm]	$\langle Q^* \rangle_{\text{B3V}}$	$r_{\text{sub}}(16 \text{ K})$ [pc]	$r_{\text{sub}}(25 \text{ K})$ [pc]
0.02	0.58	3.6	0.9
0.10	0.87	2.0	0.5
1.00	0.92	0.6	0.2

południowo-wschodnim to 0.1–0.2 pc i co najmniej 10 razy więcej w kierunku przeciwnym. Istnienie dziury wyjaśniono w Tylanda et al. (2005), jako efekt oddziaływania wiatrów gwiazdowych progenitora V838 Mon i gwiazdy B3 V na okoliczny ośrodek. Układ dwóch gwiazd typów B3–4 V obdarzonych szybkimi wiatrami miał w zaproponowanej tam interpretacji efektywnie „wywiewać” pył z najbliższej okolicy układu. Asymetrię „dziury” wyjaśniono w Tylanda (2004) oraz Tylanda et al. (2005) jako efekt propagacji układu poprzez ośrodek pyłowy, co miałyby powodować powstanie charakterystycznej struktury szoku uderzeniowego (ang. bow shock): obszary, gdzie dziura ma minimalne rozmiary odpowiadałyby kierunkowi, gdzie wiatry oraz materia ośrodka zderzają się z największą prędkością (prędkość wiatrów powiększona o prędkość układu względem ośrodka).

W związku z uzyskanymi powyżej wynikami, możemy zaproponować inne wyjaśnienie istnienia dziury w rozkładzie pyłu, stwierdzając, że dziura jest obszarem, gdzie doszło do sublimacji lodów pod wpływem promieniowania gwiazd układu podwójnego. Sublimacja mogła zupełnie zniszczyć pył, albo tylko pozabawić go płaszczy lodowych zmieniając w konsekwencji własności optyczne ziaren¹⁷. Porównanie własności rozpraszających drobin o rozmiarach 0.1 μm i 0.02 μm znajduje się na Rys. 5 i Rys. 6. Ziarna wyraźnie różnią się charakterystyką kierunkową rozpraszania światła widzialnego, przy czym ziarna małe rozpraszają bardziej izotropowo. Przy małych kątach rozpraszania, które charakteryzowały obszary widoczne na pierwszych obrazach echa i obszary dziury, małe ziarna będą słabiej rozpraszają światło do przodu niż ziarna duże. Jeszcze bardziej drastyczne są różnice w wartościach współczynników Q_{sca} dla ziaren małych i dużych. Jak widać na Rys. 5, dla promieniowania powyżej $\lambda \approx 0.2 \mu\text{m}$ małe ziarna o rozmiarach $a = 0.02 \mu\text{m}$ mają współczynniki rozpraszania niemal ~ 3 rzędy wielkości mniejsze niż standardowe ziarna, które utożsamiamy tu z ziarnami pokrytymi lodem; np. dla $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ wartość współczynnika Q_{sca} dla ziaren wielkości $a = 0.1 \mu\text{m}$ jest 530 razy większa niż dla ziaren o rozmiarach $a = 0.02 \mu\text{m}$. „Dziura” wobec tego może wiązać się z obszarami, gdzie doszło tylko do odparowania płaszczy lodowych i nie jest konieczne całkowite zniszczenie ziaren, by obserwować obszary pustek w obrębie echa. Zwróćmy uwagę, że takie niszczenie ziaren jest jednak możliwe, nawet w niskich temperaturach, poprzez gwałtowną sublimację (po ang. zjawisko czasem się nazywa terminem *sputtering*) (np. D’Hendecourt et al. 1982) i może być dodatkowo wspomagane procesem wybuchowej fotodesorpcji (patrz Rozdz. 7.4.2). Fizyczne rozmiary „dziury” są co do rzędu wielkości zgodne z naszymi przewidywaniami wielkości obszaru sublimacji, co czyni zaproponowany mechanizm dobrym kandydatem na wyjaśnienie istnienia „dziury”. Zauważyć jednak trzeba, że trudno sublimacją wyjaśnić tak dużą jej asymetrię. Pewna asymetria może powstawać w wyniku pierwotnych niejednorodności w rozkładzie pyłu otaczającego gwiazdy, jednak efekty ekstynkcji powinny być bardzo małe na tak małych skalach przestrzennych.

¹⁷Innym procesem, do którego mogło dojść w bezpośrednim sąsiedztwie układu podwójnego, jest wyżarzanie (ang. annealing) materiału ziaren pyłowych promieniowaniem UV gwiazd. Wyżarzanie polega na przemianie amorficznych form pyłów (krzemianów, związków węgla lub lodów) w odpowiednie formy krystaliczne. Proces ten może prowadzić do zmian własności optycznych drobin, ale trudno go włączyć do naszej analizy z uwagi na brak odpowiednich danych dla pyłów krystalicznych.

Przedyskutujemy teraz wpływ innych gorących gwiazd na materię pyłową echa. Afşar & Bond (2007) zidentyfikowali trzy gorące gwiazdy poza układem V838 Mon, które mają typy widmowe B3V, B4V i B6V. Spodziewany promień sublimacji dla najchłodniejszej z tych gwiazd ($L = 500 L_{\odot}$) jest około 2 razy mniejszy niż obliczony dla B3V. Odległości kątowe tych gwiazd od V838 Mon wynoszą odpowiednio 22'9, 42'6 i 10'0, co na 6 kpc daje rzutowane separacje odpowiednio 0.6, 1.2 i 0.3 pc. Położone są one w kierunku wschodnim i południowo-wschodnim od pozycji V838 Mon (patrz Rys. 22), więc ich rzeczywiste odległości od obłoku CO mogą być jeszcze większe. Z porównania promieni sublimacji i rzutowanych odległości od V838 Mon, które traktować można jako odległości minimalne (prawdziwe, gdyby gwiazdy i obłok znajdowały się na identycznej odległości radialnej), jasno wynika, że te gorące gwiazdy są zbyt słabe, by efektywnie sublimować lód z powierzchni ziaren w obrębie głównego obszaru obłoku molekularnego; jednakże, podobnie jak gorący towarzysz V838 Mon, mogą one mieć wpływ na obserwowaną morfologię echa powodując „dziury” w rozkładzie jego jasności. W tym przypadku nie ma jednak pewności, czy gwiazdy leżą w płaszczyźnie, którą mogły przeciąć paraboloidy echa. Analiza dostępnych pojedynczych obrazów nie zdradza żadnego (ewidentnego) przypadku tego typu, ale dopiero po odtworzeniu rozkładu materii pyłowej w trzech wymiarach dla szerokiego przedziału czasowego, będzie można ten problem zbadać dokładniej.

7.4 Fotodesorpcja i desorpcja chemiczna

Sublimacja nie jest jedynym procesem desorpcji, który może przywracać cząsteczki z fazy stałej do gazowej pod wpływem promieniowania. Ważną astrofizycznie klasą tego typu są procesy fotodesorpcji.

Fotodesorpcja jest procesem uwalniania cząstek ze stałej powierzchni do fazy gazowej pod wpływem fotonu (większość procesów fotodesorpcji o znaczeniu astrofizycznym ma charakter jednofotonowy). Pojęciem *zwykłej* lub *bezpośredniej fotodesorpcji* będziemy dalej nazywać proces, w którym padający na ziarno foton pozwala cząsteczce przerwać wiązanie łączące ją z ziarnem. Absorpcji fotonu może towarzyszyć uwolnienie zmagazynowanej na ziarnie energii chemicznej, która nadaje procesowi desorpcji charakter wybuchowy. Takie procesy będziemy dalej nazywali *fotodesorpcją wybuchową* lub *chemiczną*.

Należy wyraźnie rozróżnić procesy fotodesorpcji, które generalnie w swej naturze nie są procesami termicznymi, od desorpcji termicznej czyli sublimacji (patrz Rozdz. 7.3). Tym, co odróżnia sublimację jest fakt, że energia zaabsorbowanego promieniowania przekazywana jest na podgrzanie dużej części lub całości ziarna. W przypadku fotodesorpcji, proces oderwania cząstki następuje zanim fotoprodukty będą miały szansę ulec termalizacji wewnątrz ziarna. Procesy fotodesorpcji mogą więc zachodzić przy temperaturach znacznie niższych niż temperatury sublimacji lodów.

7.4.1 Bezpośrednia fotodesorpcja

Ostatnie lata przyniosły odkrycie, że fotodesorpcja to bardzo ważny dla astrofizyki proces, niesłusznie zaniebawiany do tej pory w studiach nad materią pyłową i jej wpływem na fazę gazową ośrodków molekularnych (Öberg et al. 2007; Hersant et al. 2009; Dominik et al. 2005). Włączenie fotodesorpcji do zespołu procesów rządzących fizyką dysków przy-gwiazdowych i obłoków molekularnych pozwoliło rozwiązać kłopotliwy problem nadobfitości szeregu molekuł w fazie gazowej. W niniejszym rozdziale sprawdzimy, czy bezpośrednia fotodesorpcja mogła na skutek błysku uwolnić mierzalne ilości molekuly CO z powłok lodowych pyłu znajdującego się w okolicach V838 Mon. Wcześniej jednak postaramy się scharakteryzować sam proces bezpośredniej fotodesorpcji.

Mechanizm fotodesorpcji lodów o znaczeniu astrofizycznym jest dość słabo poznany i stanowi domenę badań laboratoryjnych. W przypadku lodu wodnego fotodesorpcja może zacho-

dzić w wyniku fotodysocjacji cząsteczek H_2O . Foton prowadzi do rozpadu cząsteczki na H i OH, które mogą ulec rekombinacji tworząc na powrót cząsteczkę wody. Desorpcji ulec mogą produkty dysocjacji lub na nowo utworzona molekula H_2O . Analogicznie przebiega fotodesorpcja lodu CO_2 , kiedy dochodzi do dysocjacji molekuly na CO i O. Choć szczegóły desorpcji CO na poziomie mikroskopowym pozostają najslabiej poznane, to eksperymentalnie ustalono, że fotodesorpcja CO nie wiąże się bezpośrednio z dysocjacją molekuly CO. Zgodnie z modelem zaproponowanym przez Öberg et al. (2007), fotodesorpcja CO zachodzi raczej w wyniku wzbudzenia cząsteczki na skutek absorpcji promieniowania UV. Jest to proces szczególnie efektywny w zakresie energii promieniowania 7–10 eV, w którym cząstki lodu CO mogą być wzbudzone dzięki przypadającemu na ten zakres przejściu elektronowemu CO. Po absorpcji promieniowania molekula CO szybko przechodzi do niższego stanu energetycznego (ale wciąż wzbudzonego stanu wibracyjnego w ramach podstawowego stanu elektronowego). Proces ten nie jest promienisty i nadmiar energii przekazywany jest otoczeniu zwiększając energię drgań lokalnej sieci (ale nie na tyle efektywnie, by mogło dojść do termalizacji tej energii w obrębie całego ziarna lub znaczącej jego części). Proces ten może prowadzić do przerwania wiązania z sąsiednimi molekulami i cząstka jest uwalniana do fazy gazowej.

W pracy Öberg et al. (2009) ustalono, że fotodesorpcja lodów CO zachodzi zawsze na wierzchniej mono-warstwie lodu. Jeśli więc proces fotodesorpcji ma być efektywny w środowiskach astrofizycznych, lód CO musi stanowić wierzchnią warstwę ziaren. Jest to zgodne z ogólnym wyobrażeniem powstawania i ewolucji ziaren w obłokach międzygwiazdowych (Rozdz. 7.2).

CO może być uwalniane do fazy gazowej również w procesie fotodesorpcji lodu CO_2 , bo, jak już wspomniano, ten ostatni proces odbywa się poprzez fotodysocjację molekuly CO_2 (Öberg et al. 2009). CO może stanowić nawet 20–50% produktów fotodesorpcji lodu CO_2 (Öberg et al. 2009). Tempo fotodesorpcji czystego lodu CO_2 jest jednak o rząd wielkości niższe niż dla CO. Dodatkowo, lód CO_2 jest zdecydowanie mniej obfity na ziarnach pyłu niż powszechne CO [$n_{\text{CO}_2}(\text{ice})/n(\text{H}_2) \sim 10^{-5}$, Pontoppidan et al. (2008)]. Z tych powodów zaniedbamy wpływ fotodesorpcji CO_2 na tempo uwalniania CO do fazy gazowej.

Sprawdzimy, czy mogło dojść do uwalniania molekul CO w wyniku fotodesorpcji wpływem strumienia fotonów UV błysku z zakresu energii 6–13.6 eV (ang. far ultraviolet, FUV), I_{FUV} . Tempo procesu określić można równaniem

$$R_{\text{PD}}(\text{CO}) = I_{\text{FUV}} Y_{\text{PD}} \pi a^2 \exp(-\gamma A_V), \quad (38)$$

gdzie πa^2 jest przekrojem poprzecznym ziarna, człon $\exp(-\gamma A_V)$ odpowiada za ekstynkcję osłabiającą pole promieniowania, natomiast Y_{PD} jest efektywnością fotodesorpcji (ang. yield), określającą ilość uwalnianych molekul CO na każdy foton FUV docierający do ziarna (zakłada się, że fotodesorpcja CO to mechanizm jednofotonowy) (Öberg et al. 2007, 2009). Wartość Y_{PD} określono laboratoryjnie na 2.7×10^{-3} molekul foton $^{-1}$ dla temperatury lodu wielkości 15 K. Wartość Y_{PD} w ogólności zależy od temperatury, ale jak pokazano w Öberg et al. (2009) wartość wyznaczona dla 15 K powinna być reprezentatywna dla lodów o znaczeniu astrofizycznym.

Człon tłumiący związany z ekstynkcją jest parametryzowany współczynnikiem γ , który określa stosunek ekstynkcji w zakresie FUV do ekstynkcji w zakresie widzialnym i jego wartość jest bliska $\gamma \sim 2$ dla ziaren międzygwiazdowych (np. Roberge et al. 1981). W naszym przypadku możemy ekstynkcję bezpiecznie zaniedbać. Samo pole promieniowania charakteryzowane jest strumieniem fotonów (na jednostkę powierzchni w jednostce czasu) w zakresie 6–13.6 eV (wartość Y_{PD} z przyczyn technicznych została określona eksperymentalnie tylko dla zakresu 7–10.5 eV). Aby określić tempo uwalniania molekul CO poprzez bezpośrednią fotodesorpcję pozostaje nam znaleźć strumień promieniowania penetrujący obłok pyłu.

Błysk gwiazdy V838 Mon charakteryzował się dość znaczną zmiennością jasności i charakterystycznej temperatury promieniowania (Tylenda 2005). Zmienny strumień fotonów, $I_{\text{FUV}}(t)$, znajdziemy w oparciu o dane o temperaturze i wielkości promienia zebrane w Tabeli 1

Tabela 19: Strumień fotonów obliczony dla wybranych widm SED z bazy *POLLUX*.

T_{eff} [K]	$\log g$	I_{FUV} [fotonów $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	źródło ^a
4000	0.0	1.15e13	M
4500	0.0	4.71e14	M
5000	0.0	2.65e16	M
5500	1.0	3.33e17	M
6000	1.0	2.49e18	M
7000	3.5	2.89e20	A
7500	3.5	8.62e20	A

^aźródło modeli atmosfer: M – MARKS, A – ATLAS12 (por. Palacios et al. 2010)

w Tylanda (2005). Ograniczymy się tylko do analizy danych z dni $10 \leq t \leq 100$ (zgodnie z rachubą czasu w pracy Tylandy, tj. licząc od 1 stycznia 2002); dalsza ewolucja obiektu dla $t > 100$ charakteryzowała się temperaturami i jasnościami, które dają niewielki przyczynek do strumienia promieniowania w interesującym nas zakresie FUV. Wybrany zakres czasu pozwala ograniczyć się do zakresu temperatur 3500–7300 K. W bazie danych *POLLUX* wyszukano siatkę widm syntetycznych odpowiadających temu zakresowi temperatur i najniższej dostępnej grawitacji. Wybrana siatka widm syntetycznych składała się z siedmiu widm (użyto plików SED) odpowiadających temperaturom 4000–7500 K ze skokiem 500 K (bez 6500 K) i grawitacjom z zakresu $\log g = 0.0 - 3.5$ (Tabela 19). Dla każdego z modeli określono strumień fotonów w zakresie 911.7–2200 Å, zgodnie z

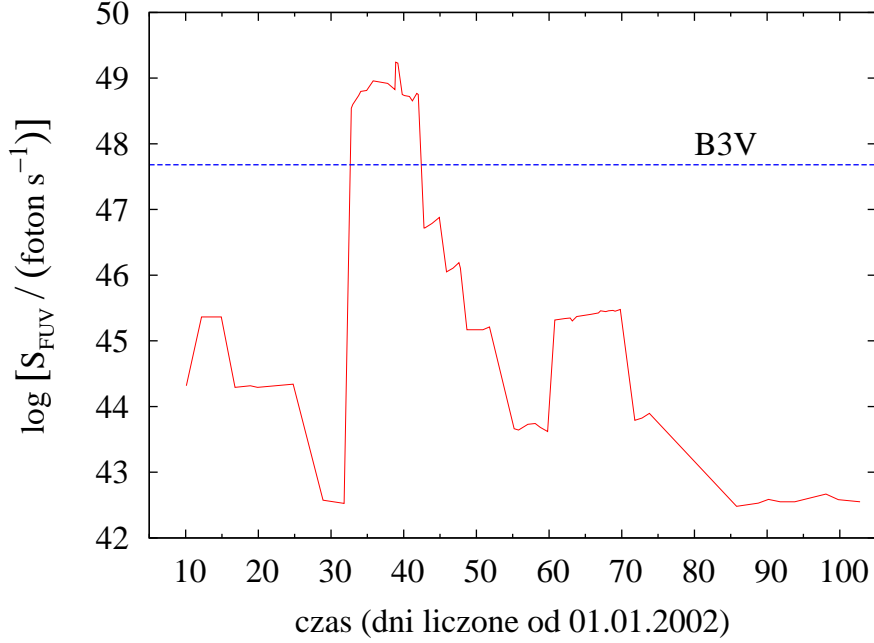
$$I_{\text{FUV}} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathcal{F}_\lambda \lambda / (h c) d\lambda, \quad (39)$$

gdzie \mathcal{F}_λ jest strumieniem promieniowania, h i c są odpowiednio stałą Plancka i prędkością światła. Wyniki całkowania zebrano w Tabeli 19. Dodatkowo, dla wybranego zakresu czasu policzono tempo produkcji fotonów przyjmując, że promień gwiazdy R_\star był taki jak wskazany w Tylanda (2005), natomiast widmo można przybliżyć jednym z widm syntetycznych naszej siatki. Tempo produkcji fotonów liczono jako

$$S_{\text{FUV}} = 4\pi R_\star \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \mathcal{F}_\lambda \lambda / (h c) d\lambda = 4\pi R_\star I_{\text{FUV}}. \quad (40)$$

Wyniki tych obliczeń prezentowane są na Rys. 28, gdzie widać, że gwiazda produkowała istotną ilość fotonów z zakresu FUV głównie w trakcie głównego piku na krzywej blasku, co jest zrozumiałe, ponieważ wtedy obiekt miał najwyższą temperaturę. Na Rys. 28 pokazano też poziom tempa produkcji fotonów dla gwiazdy B3 V, który policzono w sposób analogiczny do opisanego powyżej, przy czym użyto widma syntetycznego z $T_{\text{eff}} = 18000$ K, $\log g = 4.0$, oraz przyjęto, że promień takiej gwiazdy to $R_\star = 4.7 R_\odot$. Otrzymano w ten sposób $S_{\text{FUV}}(\text{B3V}) = 4.8 \cdot 10^{47} \text{ s}^{-1}$. Z Rys. 28 jasno wynika, że wybuch w swej najbardziej energetycznej fazie miał tylko ~ 10 razy większe tempo produkcji fotonów FUV niż pojedyncza gwiazda typu B3 V. Przypomnijmy, że w pobliżu obłoku oprócz gorącego towarzysza gwiazdy V838 Mon, znajdują się inne gwiazdy typów widmowych B, których zbiorcze oddziaływanie na okoliczną materię międzygwiazdową trwa rzędy wielkości dłużej niż długość trwania całego błysku. Wydaje się, że choć sam błysk mógł doprowadzić do fotodesorpcji pewnych ilości CO, to wpływ gromady jest znacząco większy ze względu na długie skale czasowe, na jakich obłok jest poddany zbiorczemu polu promieniowania okolicznych gorących gwiazd.

Oszacujemy, jak duża jest *zmiana* w gęstości gazu CO wywołana przejściem pola promieniowania wybuchu. Sprawdzimy, czy spodziewana różnica w gęstościach kolumnowych gazowego CO ma szansę być wielkością mierzalną dla współczesnych teleskopów.



Rys. 28: Tempo produkcji fotonów FUV przez V838 Mon w trakcie wybuchu obliczone dla zmiennych parametrów gwiazdy z Tylanda (2005). Przerywaną linią zaznaczono tempo produkcji fotonów dla gwiazdy typu B3 V.

Całkując krzywą S_{FUV} po czasie trwania całego wybuchu, dostajemy całkowitą ilość fotonów FUV uwolnionych w trakcie błysku $N_{\text{ph}} = 6.5 \cdot 10^{54}$. Na odległości r od gwiazdy pole promieniowania zostaje geometrycznie rozmyte, tak że średni strumień fotonów (wycalkowany po czasie) wynosi teraz $N_{\text{ph}}/(4\pi r^2)$. Podstawiając wartości liczbowe dostajemy „gęstość powierzchniową” fotonów

$$\mathcal{L}_{\text{FUV}} = 5.4 \cdot 10^{16} (r/1 \text{ pc})^{-2} \text{ fotonów cm}^{-2}. \quad (41)$$

Na podstawie równania (38) możemy teraz zapisać, że gęstość liczbową uwolnionych do fazy gazowej cząstek CO wynosi wtedy

$$n_{\text{CO}} = \mathcal{L}_{\text{FUV}} Y_{\text{PD}} n_{\text{d}} \pi a^2, \quad (42)$$

gdzie n_{d} jest gęstością ilościową cząstek pyłu. Zakładając klasyczny stosunek obfityści pyłu względem wodoru wielkości $n_{\text{d}}/n_{\text{H}} = 10^{-11}$ (por. Li & Greenberg 1998) i klasyczny rozmiar ziaren $a = 0.1 \mu\text{m}$, dostajemy

$$n_{\text{CO}} = 4.6 \cdot 10^{-11} n_{\text{H}} (r/1 \text{ pc})^{-2}. \quad (43)$$

Dla linii widzenia przecinającej obłok na odcinku ℓ , gęstość kolumnowa CO (w cm^{-2}) wzrośnie w wyniku fotodesorpcji o wartość

$$N_{\text{CO}} = 1.4 \cdot 10^8 \ell n_{\text{H}} r^{-2}, \quad (44)$$

gdzie ℓ i r dane są w pc, a n_{H} wyrażono w cm^{-3} . Jeśli przyjąć dalej, że średnia gęstość obłoku wynosi $n_{\text{H}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$, ℓ jest wielkości 1 pc, wówczas dostajemy $N_{\text{CO}} \approx 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Bezpośrednia próba detekcji zmiany gęstości kolumnowej CO na skutek fotodesorpcji stanowiłaby bardzo trudne wyzwanie dla obserwacji technikami radioastronomii milimetrowej i sub-milimetrowej przy tak małej zmianie gęstości.

Możliwe że proces zwykłej fotodesorpcji zachodzi również pod wpływem fotonów z podczerwonego zakresu widma, których w trakcie wybuchu uwolnionych zostało dużo więcej niż w zakresie FUV. Proces taki, chociaż w kilku pracach zasygnalizowany, nie został opisany w literaturze i nie możemy sprawdzić, czy mógł być istotny w przypadku błysku V838 Mon.

7.4.2 Wybuchowa fotodesorpcja

Procesem fizycznym, który mógłby wzmocnić efekt desorpcji CO jest fotodesorpcja wybuchowa (ang. explosive photodesorption). Jest to proces prowadzący do zniszczenia dużej części lub całej powłoki lodowej ziarna na skutek ciągu reakcji chemicznych zainicjowanych absorpcją fotonu (Greenberg & Yench 1973; Schutte & Greenberg 1991). Gwałtowne reakcje w obrębie powłoki lodowej mają szansę zajść tylko wówczas, jeśli koncentracja aktywnych chemicznie rodników jest odpowiednio duża ($\gtrsim 3\%$ objętości ziarna) (Schutte & Greenberg 1991). Rodniki mogą powstawać w reakcjach na pyłe, jeśli towarzyszy temu oświetlenie silnym promieniowaniem UV (np. ISRF) (Tielens & Charnley 1997). Eksperymentalnie pokazano, że fotodesorpcja wybuchowa jest bardzo efektywnym mechanizmem przywracania CO z fazy stałej do gazowej (Schutte & Greenberg 1991).

Wydaje się, że duża koncentracja rodników mogła wykształcić się w powłokach lodowych pyłu w okolicach V838 Mon z uwagi na silne oświetlenie przez gorące gwiazdy gromady. Ze względu jednak na złożoność procesu formacji powłoki ziarna, nie jesteśmy w stanie pokazać rachunkiem, że koncentracja rodników była wystarczająca, by błysk V838 Mon mógł zainicjować wybuchową fotodesorpcję. Jest wręcz kwestią kontrowersyjną, czy tak wysoka koncentracja rodników może się wykształcić w jakimkolwiek środowisku astrofizycznym (Willacy & Millar 1998). Przy obecnym stanie wiedzy trudno jednak wykluczyć, że przynajmniej część ziaren w okolicy V838 Mon uległa rozpadowi na skutek fotodesorpcji wybuchowej.

7.5 Fotoprzetwarzanie pyłu w okolicach V838 Mon – wnioski

Powyższa analiza różnych procesów desorpcji prowadzi do wniosku, że w obszarze wokół gwiazdy mogło dojść do zniszczenia płaszczy lodowych na skutek sublimacji pod wpływem promieniowania błysku z 2002 roku. W najbliższym otoczeniu gwiazdy, gdzie temperatura pyłu znacznie przekroczyła temperaturę sublimacji lodu CO, desorpcja mogła przyjąć charakter wybuchowy i mogło dojść do zupełnego zniszczenia płaszczy lodowych ziaren. Uzyskana wielkość strefy sublimacji dla promieniowania błysku jest kilka razy bardziej rozległa niż spodziewana strefa sublimacji powodowana promieniowaniem układu podwójnego gwiazd typów B3–4 V, który znajdował się tam przed wybuchem w 2002 roku.

Obserwacje echa termicznego potwierdzają, że temperatura pyłu przekroczyła temperaturę sublimacji lodu CO. Banerjee et al. (2006) na podstawie obserwacji *Spitzerem* wyznaczyli temperaturę pyłu będącego źródłem rozległej emisji termicznej na zawartą w przedziale 25–63 K, przy czym dolna granica tego przedziału jest wyznaczona z dokładnością kilku stopni. Pył nie jest charakteryzowany pojedynczą temperaturą, ale zakresem temperatur, na skutek specyfiki geometrii echa: w danym momencie widać emisję z obszarów w różnej odległości od źródła błysku, a więc charakteryzowanych różną temperaturą (por. równanie (28)). Komponent niskotemperaturowy jest bardziej rozległy i wiąże się z nim większa masa świecącego pyłu (Banerjee et al. 2006). Wyznaczony zakres temperatur dla echa termicznego przekonuje, że pył został rozgrzany powyżej punktu sublimacji CO i molekula ta mogła przejść z fazy stałej do gazowej.

Można teraz pokusić się o ocenę, czy zjawisko odparowania CO stowarzyszone z echem ma szansę zostać potwierdzone obserwacjami. Przyjmijmy, że ilość CO w fazie stałej stanowi tylko 10% całości molekuly CO w ośrodku, co jest typową wartością dla rozmytych i przezroczystych obłoków międzygwiazdowych (np. Allamandola et al. 1999). Załóżmy teraz, że w wyniku sublimacji wspomaganej innymi procesami desorpcji, cały ten materiał lodowy mógłby zostać przywrócony do fazy gazowej. Akrecja molekuł na ziarna i budowa płaszczy lodowych jest procesem powolnym (dla naszego obłoku pyłowego spodziewana skala zjawiska to ~ 1 Myr), więc efekt desorpcji będzie się kumulował z czasem, tzn. w miarę jak promieniowanie błysku penetruje kolejne warstwy, gęstość kolumnowa CO będzie rosła. Przy naszych założeniach gęstość kolumnowa CO ma szansę się zwiększyć o 10%. Jeśli całość materiału przywróconego

do fazy gazowej byłaby widoczna w najniższych przejściach rotacyjnych, to dla późnych epok ewolucji echa moglibyśmy się spodziewać wzrostu poziomu emisji w danej linii o nieco mniej niż 10%, zależnie od rozłożenia się obsadzeń na niskich poziomach rotacyjnych. Przy tak niskich gęstościach, jak spodziewane dla obłoku, energia uwolnionych z pyłu cząstek nie ma szans być termalizowana i gaz szybko chłodzi się promieniście bez zwiększenia temperatury kinetycznej ośrodka. Możliwe więc, że odparowany materiał będzie widoczny w najniższych (więc łatwych do obserwacji) liniach rotacyjnych CO.

Obserwacyjne potwierdzenie zajścia zjawiska „molekularnego echa” polegałoby na porównaniu gęstości kolumnowych CO przed wybuchem – albo z bardzo wczesnych faz ewolucji echa – do gęstości określonych dla późnych faz ewolucji. W przypadku V838 Mon nie istnieją obserwacje wystarczająco dobrej jakości i zdolności rozdzielczej, aby tego porównania dokonać. Zauważyć też trzeba, że zmiana w natężeniu emisji na poziomie 10%, byłaby trudna do stwierdzenia w przypadku większości teleskopów na fale milimetrowe i sub-milimetrowe, ze względu na fakt, że dokładność kalibracji natężenia jest zazwyczaj gorsza niż 10%. Efekt byłby jednak mierzalny, jeśli względna zawartość lodu CO do zawartości CO w fazie gazowej była większa niż postulowane 10%.

W przypadku supernowych, których wybuchy są charakteryzowane większą mocą promieniowania i bardziej energetycznym widmem, promienie sublimacji mogą być dużo większe niż znalezione dla V838 Mon. Echa obserwowane wokół odległych supernowych najczęściej występują w obszarach ośrodka międzygwiazdowego (a nie materii pochodzącej od gwiazdy), co pozwala przypuszczać, że wybuchy supernowych mogą docierać również do gęstych obszarów ośrodka międzygwiazdowego, gdzie względna zawartość CO w fazie stałej i gazowej jest większa. Wówczas efekt „echa molekularnego” mogłyby być silniejszy i łatwiejszy do zarejestrowania. Istnieje też szereg przejawów aktywności gwiazd młodych, jak gwiazdy typu T Tau czy FU Ori, które mogłyby wywoływać mierzalny efekt „echa molekularnego”. Obiekty takie są często zanurzone w gęstych ośrodkach molekularnych, gdzie zawartość lodu CO na pyłe może być duża. Draine (1985) pokazał rachunkiem, że sublimacja lodu przez tego typu młode obiekty jest procesem wydajnym. Próba rejestracji „echa molekularnego” może być cenna, jako pozwalająca określić efektywność procesów desorpcji lodów z powierzchni ziaren pod wpływem promieniowania. Dzisiejsza wiedza na temat tych procesów pochodzi głównie z badań laboratoryjnych, gdzie trudno odtworzyć warunki panujące w ośrodku międzygwiazdowym, więc zaproponowana obserwacja mogłaby okazać się ważnym uzupełnieniem tych studiów.

Podsumowanie

W niniejszej pracy zaprezentowano i przeanalizowano obserwacje obszaru echa V838 Mon w trzech najniższych przejściach rotacyjnych molekuly CO. Zebrano bogaty materiał obserwacyjny obejmujący mapy obszaru echa w przejściach CO(1–0) i (3–2) oraz głębokie integracje na wybranych pozycjach w tym obszarze w liniach $^{12}\text{CO}(1-0)$, (2–1), (3–2) oraz $^{13}\text{CO}(1-0)$ i (2–1). Obserwacje te zostały zrobione największymi pojedynczymi teleskopami obserwującymi wspólnie w zakresie milimetrowym i sub-milimetrowym (IRAM 30-m, JCMT, Nobeyama 45-m) i charakteryzują się zdolnością rozdzielczą kilkunastu sekund łuku.

Obserwacje ujawniają obecność materii molekularnej w okolicach echa V838 Mon na prędkościach $V_{\text{LSR}}=48, 53$ i 58 km s^{-1} , ale tylko obszar znaleziony na prędkości 53 km s^{-1} znajduje się w obszarze nieba, gdzie obserwowano echo. Prędkość tego obłoku doskonale zgadza się też z prędkością masera SiO wokół V838 Mon. Obszar głównej emisji znajduje się około $50''$ na północ od pozycji V838 Mon i ma formę kometarną, z głową skierowaną w kierunku V838 Mon. Silna emisja molekularna jest ograniczona do zwartego obszaru o promieniu kilkudziesięciu sekund łuku, ale długie integracje na pojedynczych pozycjach zdradzają, że obszar słabej emisji molekularnej jest znacznie większy. W szczególności, słaba emisja molekularna w przejściu CO(1–0) została zarejestrowana na pozycji gwiazdy i dwóch innych pozycjach, tj. $24''$ na południe i $24''$ na zachód od V838 Mon.

Bogaty materiał obserwacyjny pozwala na charakterystykę fizyczną znalezionej obłoku na prędkości $V_{\text{LSR}}=53 \text{ km s}^{-1}$. Poprzez modelowanie natężeń linii emisyjnych przy użyciu programu Radex (Van der Tak et al. 2007) ustalono szczegółowo podstawowe parametry fizyczne gazu molekularnego dla wybranych linii widzenia. Dla centralnych obszarów obłoku uzyskano gęstość kolumnową molekuly CO wielkości $N(\text{CO})=3.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, gęstość materii molekularnej $n(\text{H}_2)\approx 10^4 \text{ cm}^{-3}$ i temperaturę kinetyczną $T_{\text{kin}}\approx 13 \text{ K}$. Poprzez analizę obserwacji ustalono też, że gęstość kolumnowa materii molekularnej w kierunku ku centrum obłoku musi odpowiadać ekstynkcji optycznej wielkości $A_V\approx 1 \text{ mag}$. Masa obłoku molekularnego zawiera się w przedziale $90\text{--}250 M_{\odot}$. Znaleziona charakterystyka obłoku pozwala go sklasyfikować jako typowy międzygwiazdowy obłok przezroczysty (ang. translucent).

Podjęto się ustalenia związku znalezionej obłoku CO z materią pyłową rozświetloną echem wybuchu V838 Mon. Wysunięto dwa główne argumenty świadczące o fizycznym związku pyłu widocznego w echu i materii molekularnej widocznej w emisji radiowej: (i) odległość kinematyczna obłoku doskonale zgadza się z wyznaczeniami odległości do V838 Mon oraz (ii) spodziewana prędkość radialna materii echa jest zgodna z prędkością obłoku CO. Stwierdzono, że obłok molekularny jest zanurzony w bardziej obszernym obłoku gazowo-pyłowym, w obrębie którego znajduje się V838 Mon i pozostałe gwiazdy gromady otwartej, do której V838 Mon przynależy. Na podstawie analizy wybranego obrazu echa obliczono gęstość materii widocznej dzięki echu uzyskując wynik $n_{\text{H}}=65 \text{ cm}^{-3}$, który powinien być bliski rzeczywistej wartości, jeśli rozpraszający pył ma standardowy („galaktyczny”) rozkład wielkości ziaren. Uzyskana gęstość porównana z gęstością centralnych części obłoku molekularnego, świadczy o tym, że obserwowane do tej pory echo nie penetrowało jeszcze centralnych obszarów chmury molekularnej. Wysunięto stąd wniosek, że te gęste obszary emisji CO muszą się znajdować za V838 Mon.

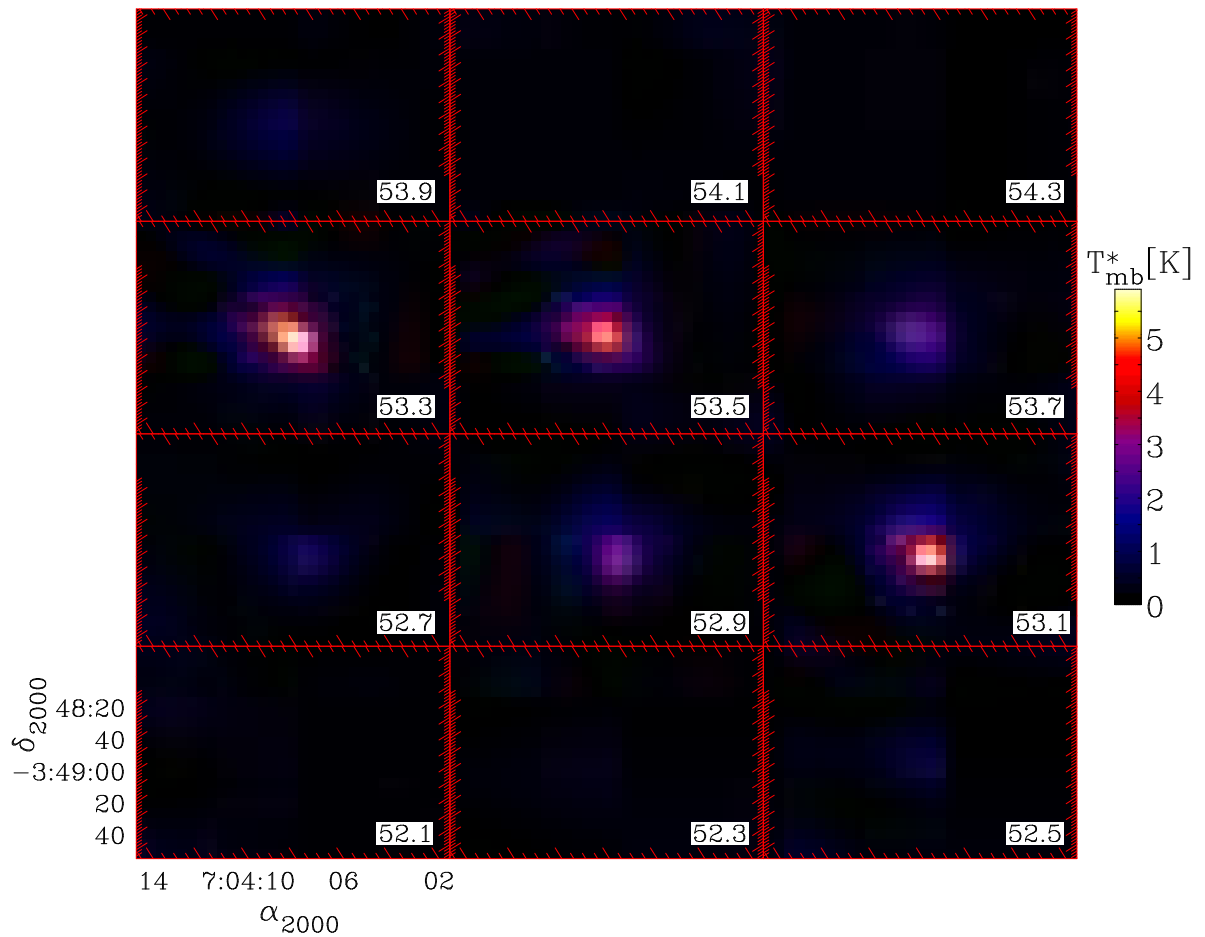
Ustalenie związku obłoku molekularnego z gromadą otwartą V838 Mon pozwoliło określić

wiek gromady na nie większy niż 10 milionów lat. Oznacza to w szczególności, że sama V838 Mon musi być obiektem młodym. Dodatkowo, identyfikacja materii echa jako komponentu obłoku molekularno-pyłowego o masie przekraczającej $90 M_{\odot}$ zaprzecza wcześniej wysuwanym teoriom, według których materia ta miała być utracona w przeszłości przez samą V838 Mon. Zaprezentowana w niniejszej pracy analiza jasno wskazuje, że materia ta ma pochodzenie międzygwiazdowe, a progenitor gwiazdy V838 Mon był obiektem bardzo młodym. Jest to wniosek istotny dla zrozumienia erupcji obiektu w 2002 roku.

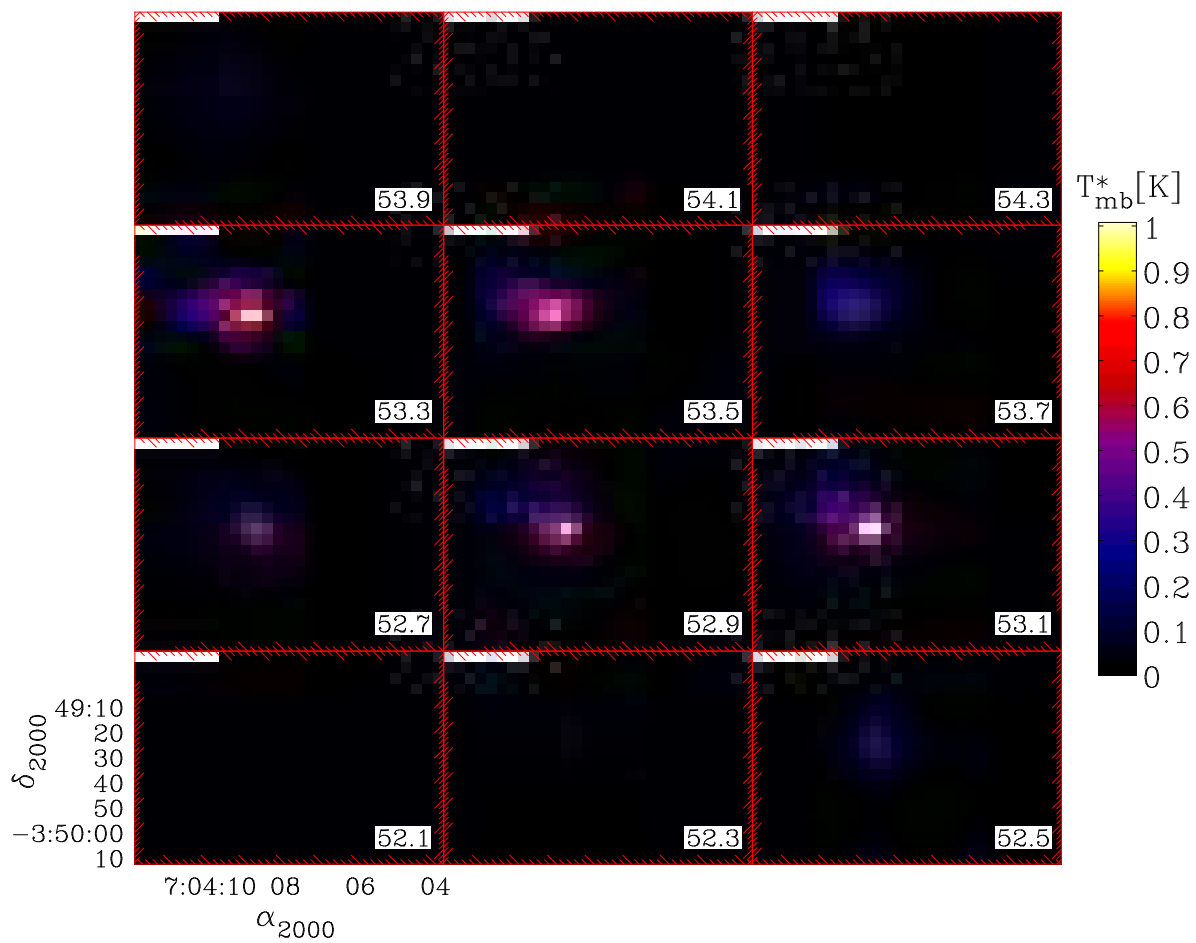
W pracy podjęto się też opisu i dyskusji procesów przetwarzania pyłu w okolicach V838 Mon, które mogły doprowadzić do uwolnienia CO z powłok lodowych ziaren do fazy gazowej. Na podstawie analizy zjawiska sublimacji stwierdzono, że błysk V838 Mon mógł odparować CO z powłok lodowych do odległości ~ 3 pc od gwiazdy. Potwierdzają to też obserwacje echa termicznego, na podstawie których Banerjee et al. (2006) wyznaczyli temperaturę pyłu jako wyższą niż temperatura sublimacji powłok lodowych. Rozpatrzono również możliwość odparowywania powłok lodowych pod wpływem promieniowania towarzysza B3 V i innych gwiazd gromady. Ustalono, że w przypadku tych gwiazd CO może być odparowywane do odległości mniejszych niż 1 pc. Zasugerowano, że foto-przetwarzanie pyłu w okolicy tych gorących gwiazd może powodować „dziury” w rozkładzie pyłu widocznego na obrazach optycznych; w szczególności centralna „dziura” w echu widoczna na obrazach z 2002 roku może być efektem zmiany własności optycznych pyłu w tym obszarze na skutek promieniowania UV gwiazdy B3 V i progenitora V838 Mon. Dyskutuje się też możliwość zajścia procesu fotodesorpcji i fotodesorpcji chemicznej (wybuchowej) CO z płaszczy lodowych. Pierwszy z tych procesów nie jest efektywny dla promieniowania błysku V838 Mon, natomiast wpływ drugiego jest trudno ocenić ze względu na nieznaną koncentrację rodników w płaszczykach lodowych pyłu w okolicach V838 Mon.

Analiza efektywności różnych procesów desorpcji CO w okolicach V838 Mon pozwala stwierdzić, że sublimacja – być może wspomagana fotodesorpcją wybuchową – mogła zniszczyć płaszcze lodowe pyłu w okolicach V838 Mon i wzbogacić tamtejszy gaz w molekułę CO. Mogło dojść do powstania swoistego „echa molekularnego”, podczas którego błysk gwiazdy uwalniał kolejne rezerwuary molekuły CO z powierzchni ziaren, zupełnie niszcząc przynajmniej część z nich. Niestety, spodziewana zmiana gęstości kolumnowych na skutek przejścia „echa molekularnego” jest zbyt mała w przypadku V838 Mon, by móc ten efekt łatwo zaobserwować. Zasugerowano jednak, że w przypadku obiektów o wybuchowej zmienności, jak supernowe czy młode aktywne gwiazdy, które rozświetlają gęste ośrodki pyłowe, efekt może być silniejszy na skutek większej względnej zawartości CO w fazie stałej do gazowej w tych ośrodkach. Obserwacja takiego „echa molekularnego” mogłaby okazać się ważna dla ustalenia efektywności procesów desorpcji w ośrodku międzygwiazdowym.

Mapy kanałów

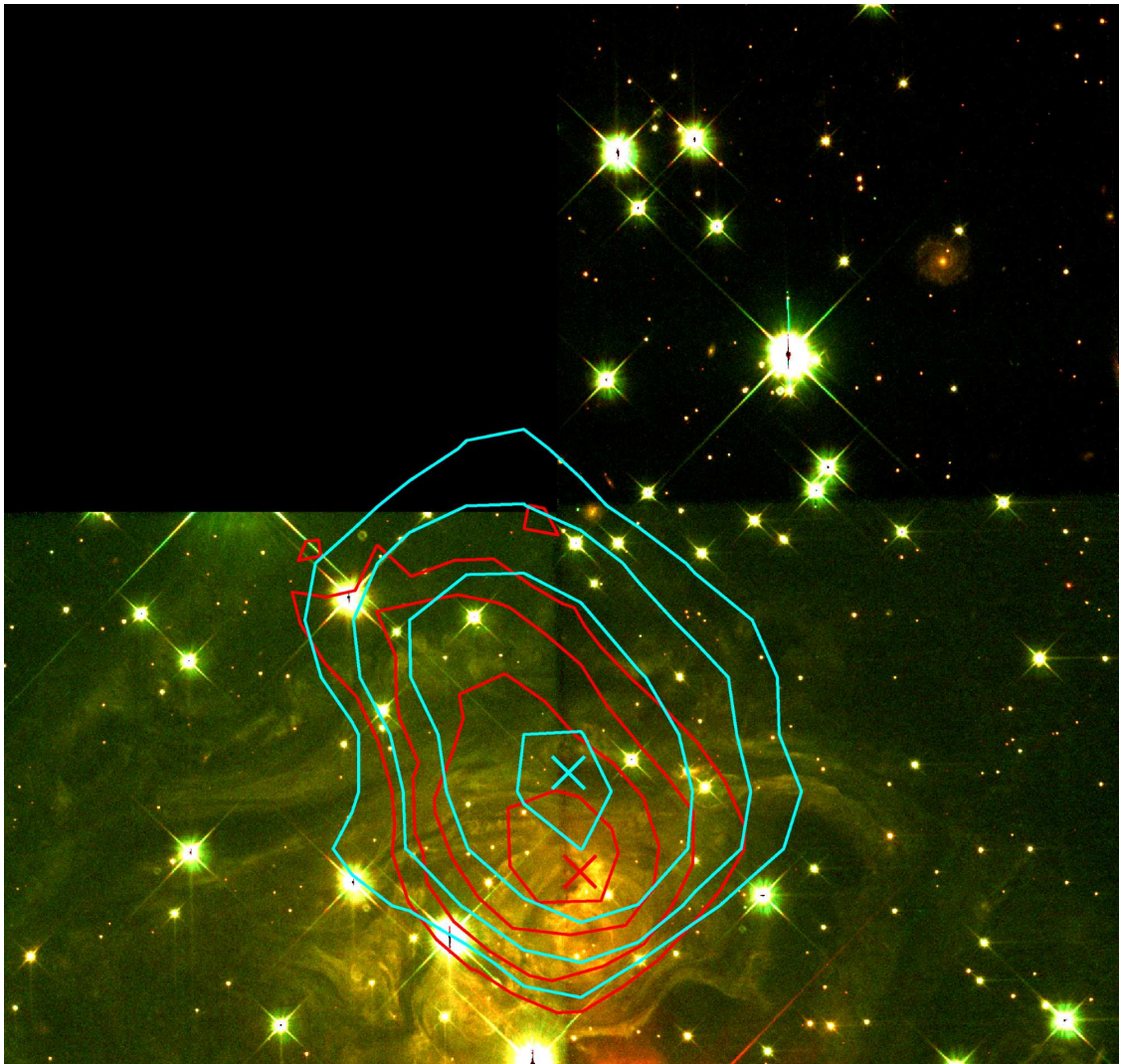


Rys. 29: Mapy kanałów obłoku CO w linii $J=1-0$ na podstawie obserwacji matrycą BEARS na 45-m teleskopie w Nobeyama w kwietniu 2008. Pokazano sygnał sumowany w przedziałach szerokości 0.2 km s^{-1} w łącznym zakresie $52.1-54.5 \text{ km s}^{-1}$. Początkowa prędkość sumowanego zakresu jest wskazana w prawym dolnym rogu każdej mapy.



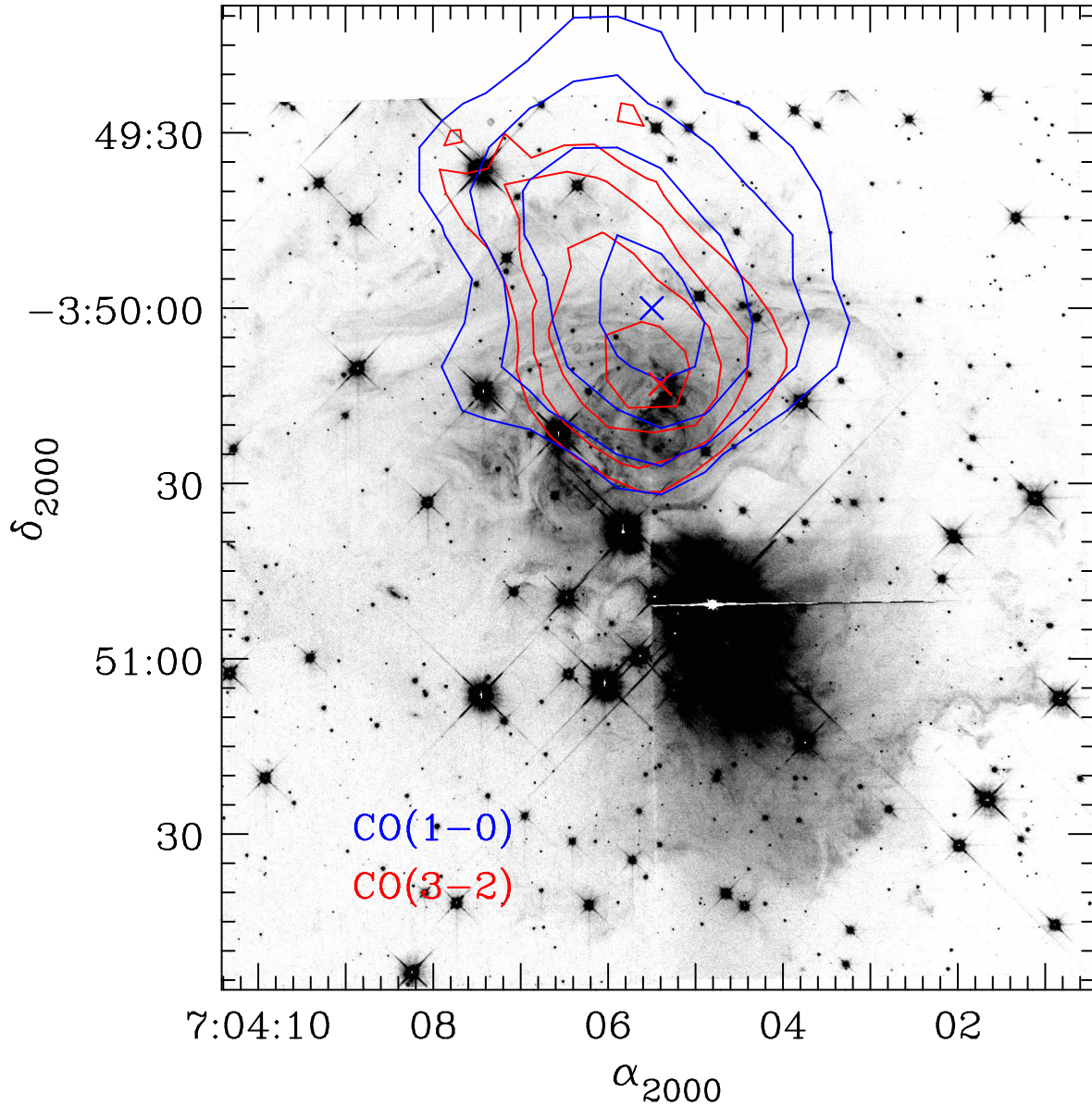
Rys. 30: To samo co na Rys. 29, ale dla linii $J=3-2$ na podstawie obserwacji HARP/JCMT ze stycznia 2008.

Niepublikowane obrazy echa uzyskane przez HST

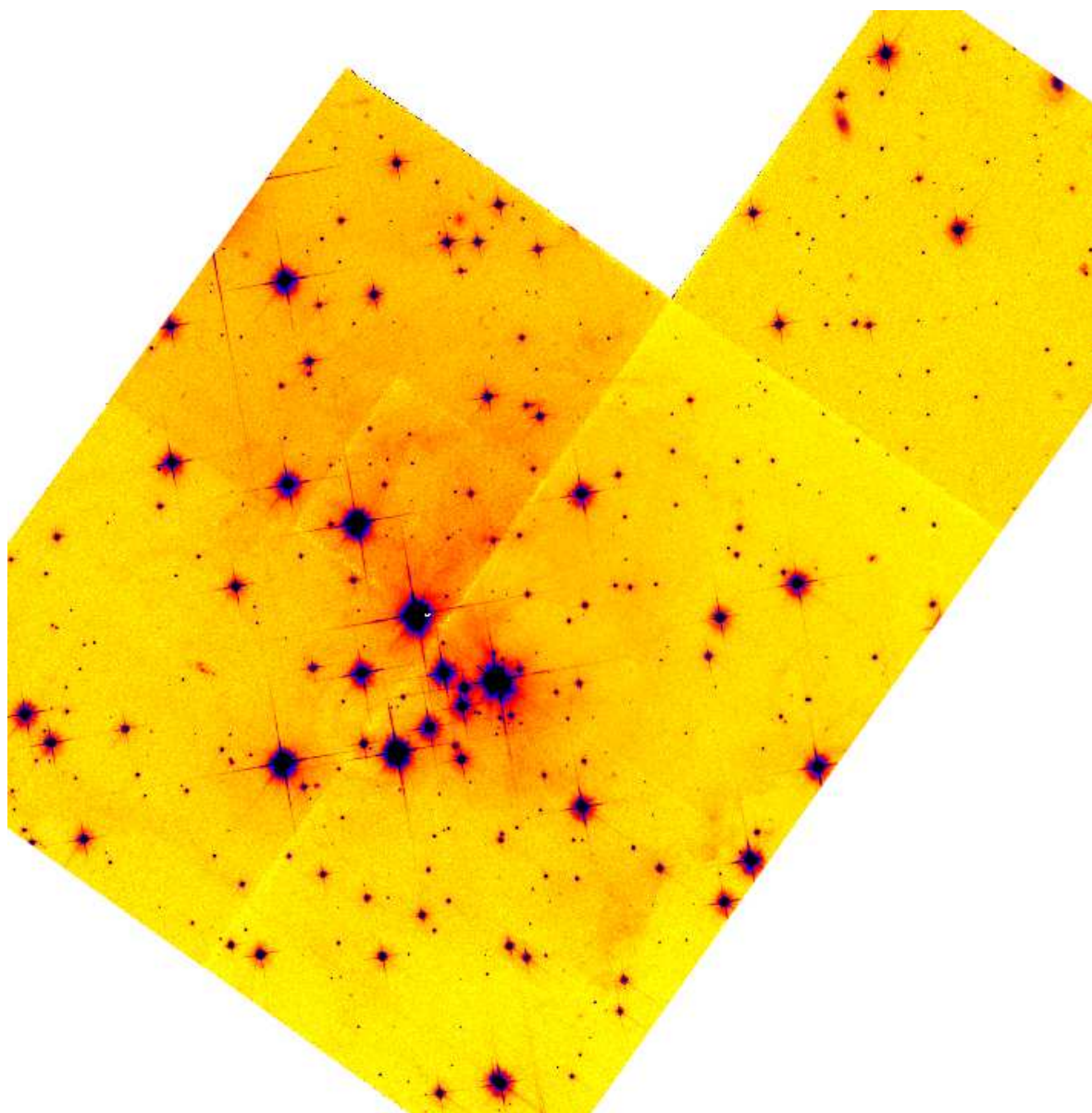


Rys. 31: Kontury emisji ^{12}CO na tle kolorowej mozaiki obrazów z HST/WFPC2, z lutego 2008 (filtry F814W, F606W; dane pochodzą z archiwum HST). Obrazy zostały zredukowane przez autora, przy czym wykluczono wadliwe chipy WFPC2. Niebieskie kontury pokazują emisję w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ zsumowaną w przedziale $52-54.5 \text{ km s}^{-1}$ (kontury odpowiadają wartościom $0.51, 1.07, 2.10$ i 3.88 K km s^{-1}), natomiast czerwone kontury prezentują emisję w linii $^{12}\text{CO}(3-2)$ w tym samym zakresie prędkości ($1.35, 2.01, 3.26$ i 5.65 K km s^{-1}). Symbolami \times oznaczono pozycję P10 (cyjan) i P32 (czerwony). W tle echa widać wyraźnie galaktyki. Północ jest na górze, wschód na lewo.

Light echo (HST/WFPC2/F814W) Febr.2007



Rys. 32: Kontury emisji ^{12}CO na tle obrazów echa z HST/WFPC2 z 13 lutego 2007 roku w filtrze F814W. Obraz pochodzi z archiwum HST i został zredukowany przez autora, przy czym wykluczono z redukcji wadliwy chip PC1. Chip zajmujący prawą dolną ćwiartkę obrazu ma wadliwy *bias*. Niebieskie kontury pokazują emisję w linii $^{12}\text{CO}(1-0)$ zsumowaną w przedziale $52-54.5 \text{ km s}^{-1}$ (kontury odpowiadają wartościom $0.51, 1.07, 2.10$ i 3.88 K km s^{-1}), natomiast czerwone kontury prezentują emisję w linii $^{12}\text{CO}(3-2)$ w tym samym zakresie prędkości ($1.35, 2.01, 3.26$ i 5.65 K km s^{-1}). Symbolami \times oznaczono pozycję P10 (cyjan) i P32 (czerwony). Północ jest na górze, wschód na lewo.



Rys. 33: Pole wokół V838 Mon w ujęciu HST/WFPC2 z 13 stycznia 2009 roku w filtrze F606W. Obraz pochodzi z archiwum HST i został zredukowany przez autora, przy czym wykluczono z redukcji niektóre elementy mozaiki zawierające tzw. „duchy”. Chipy mają wadliwy *bias*. Echo jest ledwie dostrzegalne na tym obrazie. Północ jest na górze, wschód na lewo.

Literatura

- Afşar, M., & Bond, H. E. 2007, *AJ*, 133, 387
- Allamandola, L. J., Bernstein, M. P., Sandford, S. A., & Walker, R. L. 1999, *Space Science Reviews*, 90, 219
- Allen, L., et al. 2007, *Protostars and Planets V*, 361
- Alves, J., Lada, C. J., & Lada, E. A. 1999, *ApJ*, 515, 265
- Andersson, S., & van Dishoeck, E. F. 2008, *A&A*, 491, 907
- Antonini, F. et al., 2009, arXiv:0910.0503, przyjęte do publikacji w *ApJ*
- Banerjee, D. P. K., Su, K. Y. L., Misselt, K. A., & Ashok, N. M. 2006, *ApJL*, 644, L57
- Barsukova, E., Goranskij, V., Abolmasov, P., & Fabrika, S. 2006, *The Astronomer's Telegram*, 803, 1
- Bedient, J. 2002, *IAU Circ.*, 7790, 2
- Bergin, E. A., Langer, W. D., & Goldsmith, P. F. 1995, *ApJ*, 441, 222
- Bergin, E. A., Ciardi, D. R., Lada, C. J., Alves, J., & Lada, E. A. 2001, *ApJ*, 557, 209
- Bertoldi, F., & McKee, C. F. 1990, *ApJ*, 354, 529
- Bloemen, J. B. G. M., Strong, A. W., Mayer-Hasselwander, H. A., et al. 1986, *A&A*, 154, 25
- Bohlin, R. C., Savage, B. D., & Drake, J. F. 1978, *ApJ*, 224, 132
- Bohren, C. F., & Huffman, D. R. 1983, *Absorption and scattering of light by small particles*, New York: Wiley, 1983,
- Bond, H. E., et al. 2003, *Nature*, 422, 405
- Bond, H. E. 2007, *ASP Conf. Ser.*, 363, 130
- Bond, H. E. 2006, *The Astronomer's Telegram*, 966, 1
- Bond, H. E., & Sparks, W. B. 2009, *A&A*, 495, 371
- Boogert, A. C. A., & Ehrenfreund, P. 2004, *Astrophysics of Dust*, 309, 547
- Brand J. & Blitz L. 1993, *A&A*275, 67
- Brand, J., & Wouterloot, J. G. A. 1995, *A&A*, 303, 851
- Braun, E., & Milgrom, M. 1989, *ApJ*, 337, 644
- Breger, M. 1987, *ApJ*, 319, 754
- Brown, N. J., Waagen, E. O., Scovill, C., Nelson, P., Oksanen, A., Solonen, J., & Price, A. 2002, *IAU Circ.*, 7785, 1
- Buckle, J. V., et al. 2009, *MNRAS*, 399, 1026
- Cappellaro, E., et al. 2001, *ApJL*, 549, L215
- Carlqvist, P. 2005, *A&A*, 436, 231
- Chevalier, R. A. 1986, *ApJ*, 308, 225
- Chevalier, R. A., & Emmering, R. T. 1988, *ApJL*, 331, L105
- Claussen, M. J., Bond, H. E., Starrfield, S., & Healy, K. 2007, *The Nature of V838 Mon and its Light Echo*, 363, 87
- Couderc, P. 1939, *Ann. d'Astrophys.* 2, 271
- Crause, L. A., Lawson, W. A., Kilkenny, D., van Wyk, F., Marang, F., & Jones, A. F. 2003, *MNRAS*, 341, 785
- Crause, L. A., Lawson, W. A., Menzies, J. W., & Marang, F. 2005, *MNRAS*, 358, 1352

- Crotts, A. P. S., & Yourdon, D. 2008, ApJ, 689, 1186
- Crotts, A. P. S., Kunkel, W. E., & Heathcote, S. R. 1995, ApJ, 438, 724
- Damke, G. J., et al. 2006, Bulletin of the American Astronomical Society, 38, 1013
- de Diego, J. A., Dultzin-Hacyan, D., Benitez, E., & Thompson, K. L. 1998, A&A, 330, 419
- Decin, L., et al. 2010, złożone do A&A, arXiv:1004.1914
- Deguchi, S., Matsunaga, N., Fukushi, H., & Kamiński, T. 2009, The Astronomer's Telegram, 1996, 1
- Deguchi, S., Matsunaga, N., & Fukushi, H. 2005, PASJ, 57, L25
- Deguchi, S., Matsunaga, N., & Fukushi, H. 2007, The Nature of V838 Mon and its Light Echo, 363, 81
- Della Valle, M., & Iijima, T. 2002, IAU Circ., 7786, 2
- Desidera, S., & Munari, U. 2002, IAU Circ., 7982, 1
- D'Hendecourt, L. B., Allamandola, L. J., Baas, F., & Greenberg, J. M. 1982, A&A, 109, L12
- Diaz-Miller, R. I., Franco, J., & Shore, S. N. 1998, ApJ, 501, 192
- Dominik, C., Ceccarelli, C., Hollenbach, D., & Kaufman, M. 2005, ApJL, 635, L85
- Draine, B. T. 1985, Protostars and Planets II, 621
- Draine, B. T. 2003a, ApJ, 598, 1017
- Draine, B. T. 2003b, Annual Review of Astr. and Astrophysics, 41, 241
- Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, ApJ, 285, 89
- Draine, B. T., & Li, A. 2001, ApJ, 551, 807
- Draine, B. T., & Salpeter, E. E. 1979, ApJ, 231, 438
- Emerson, T. D., & Gräve, R., 1988, A&A, 190, 353
- Emmering, R. T., & Chevalier, R. A. 1989, ApJ, 338, 388
- Evans, A., Geballe, T. R., Rushton, M. T., Smalley, B., van Loon, J. T., Eyres, S. P. S., & Tyne, V. H. 2003, MNRAS, 343, 1054
- Feast, M. W. 2008, MNRAS, 387, L33
- Federman, S. R., & Willson, R. F. 1984, ApJ, 283, 626
- Fich M., Blitz L., Stark A.A. 1989, ApJ342, 272
- Fukushi, H. et al. 2007, ASP Conf. Ser., 363, 181
- Geballe, T. R., Eyres, S. P. S., Evans, A., & Tyne, V. H. 2002, IAU Circ., 7796, 1
- Gibson, S. J. 2007, ASP Conf. Ser., 365, 59
- Goranskij, V. P., Shugarov, S. Y., Barsukova, E. A., & Kroll, P. 2004, Information Bulletin on Variable Stars, 5511, 1
- Goranskij, V. P. et al. 2007, The Nature of V838 Mon and its Light Echo, ASP, 363, 214; patrz też strona internetowa <http://jet.sao.ru/~goray/v838mon.htm>
- Goranskij, V. P., & Barsukova, E. A. 2008, The Astronomer's Telegram, 1821, 1
- Greenberg, J. M. 1971, A&A, 12, 240
- Greenberg, J. M., & Yench, A. J. 1973, Interstellar Dust and Related Topics, 52, 369
- Hasegawa, T. 1997, IAU Symposium, 170, 39
- Henden, A. A. 2007a, The Nature of V838 Mon and its Light Echo, ASP Conf. Ser., 363, 161
- Henden, A. A. 2007b, The Nature of V838 Mon and its Light Echo, 363, 3
- Henden, A., Munari, U., & Schwartz, M. 2002, IAU Circ., 7859, 1
- Henden, A., Munari, U., Marrese, P., Boschi, F., & Corradi, R. 2002, IAU Circ., 7889, 2

- Heney, L. G., & Greenstein, J. L. 1941, *ApJ*, 93, 70
- Hersant, F., Wakelam, V., Dutrey, A., Guilloteau, S., & Herbst, E. 2009, *A&A*, 493, L49
- Heyminck, S., Kasemann, C., Güsten, R., de Lange, G., & Graf, U. U. 2006, *A&A*, 454, L21
- Hollenbach, D. J., & Tielens, A. G. G. M. 1997, *Annual Review of Astr. and Astrophysics*, 35, 179
- Iijima, T., & Della Valle, M. 2002, *IAU Circ.*, 7822, 1
- Ikeda, M., Nishiyama, K., Ohishi, M., & Tatematsu, K. 2001, *ASP Conf. Proc.*, 238, 522
- Il'in, A. E. 1986, *Astrophysics*, 25, 469
- Kalberla, P.M.W. et al. 2005, *A&A*, 440, 775
- Kamiński, T., Miller, M., & Tyłenda, R. 2007, *A&A*, 475, 569
- Kamiński, T., Schmidt, M., Tyłenda, R., Konacki, M., & Gromadzki, M. 2009, *ApJS*, 182, 33
- Kamiński, T., Schmidt, & M., Tyłenda 2010, złożone do *A&A*
- Kapteyn, J. C. 1901, *Astronomische Nachrichten*, 157, 201
- Kashi, A., Frankowski, A., & Soker, N. 2010, *ApJL*, 709, L11
- Katza, H. et al. 2010, AKARI/IRC All-Sky Survey Point Source Catalogue Version 1.0, dokument dostępny na stronie <http://www.ir.isas.jaxa.jp/AKARI/Observation/PSC/Public>.
- Katz, J. I., & Jackson, S. 1988, *A&A*, 197, 29
- Kervella, P. et al. 2008, *A&A*, 480, 167
- Kimeswenger, S., Lederle, C., & Schmeja, S. 2002, *IAU Circ.*, 7816, 1
- Kimeswenger, S., & Eyres, S. P. S. 2006, *Information Bulletin on Variable Stars*, 5708, 1
- Kipper, T., et al. 2004, *A&A*, 416, 1107
- Kipper, T., & Škoda, P. 2007, *The Nature of V838 Mon and its Light Echo*, 363, 231
- Kolev, D., Mikolajewski, M., Tomov, T., Iliev, I., Osiwala, J., Nirski, J., & Galan, C. 2002, *arXiv:astro-ph/0211380*
- Kolka, I., Liimets, T., Kankare, E., Pursimo, T., & Datson, J. 2009, *The Astronomer's Telegram*, 2211, 1
- Krause, O., et al. 2005, *Science*, 308, 1604
- Krause, O., Birkmann, S. M., Usuda, T., Hattori, T., Goto, M., Rieke, G. H., & Misselt, K. A. 2008a, *Science*, 320, 1195
- Krause, O., Tanaka, M., Usuda, T., Hattori, T., Goto, M., Birkmann, S., & Nomoto, K. 2008b, *Nature*, 456, 617
- Kramer, C. 1997, *Calibration of Spectral Line Data at the IRAM 30 m Telescope*, dostępny na <http://www.iram.fr/IRAMES>
- Krügel, E. 2008, *An introduction to the physics of interstellar dust*, Taylor & Francis: London, New York
- Kutner, M. L., Ulich, B. L. 1981, *ApJ*, 250, 341
- Lada, C. J., Alves, J., & Lada, E. A. 1999, *ApJ*, 512, 250
- Langer, W. D., & Penzias, A. A. 1993, *ApJ*, 408, 539
- Langer, W. D., van Dishoeck, E. F., Bergin, E. A., Blake, G. A., Tielens, A. G. G. M., Velusamy, T., & Whittet, D. C. B. 2000, *Protostars and Planets IV*, 29
- Lane, B. F., Retter, A., Thompson, R. R., & Eisner, J. A. 2005, *ApJL*, 622, L137
- Lanz, T., & Hubeny, I. 2007, *ApJS*, 169, 83
- Laor, A., & Draine, B. T. 1993, *ApJ*, 402, 441
- Lawlor, T. M. 2005, *MNRAS*, 361, 695
- Lefevre, J. 1979, *A&A*, 72, 61
- Lefloch, B., & Lazareff, B. 1994, *A&A*, 289, 559

- Leger, A., Jura, M., & Omont, A. 1985, *A&A*, 144, 147
- Leung, C. M. 1975, *ApJ*, 199, 340
- Li, A., & Greenberg, J. M. 1998, *A&A*, 339, 591
- Liimets, T., Kolka, I., & Kipper, T. 2007, *The Nature of V838 Mon and its Light Echo*, *ASP Conf. Ser.*, 363, 174
- Lintott, C. J., et al. 2009, *MNRAS*, 399, 129
- Liszt, H. S. 2006, *A&A*, 458, 507
- Liu, J.-F., Bregman, J. N., & Seitzer, P. 2003, *ApJ*, 582, 919
- MacLaren, I., Richardson, K. M., & Wolfendale, A. W. 1988, *ApJ*, 333, 821
- Maloney, P. 1990, *ApJL*, 348, L9
- Mangum, J. G., Emerson, D. T., & Greisen, E. W. 2007, *A&A*, 474, 679
- Martini, P., Wagner, R. M., Tomaney, A., Rich, R. M., della Valle, M., & Hauschildt, P. H. 1999, *AJ*, 118, 1034
- Mason, E., Diaz, M., Williams, R. E., Preston, G., & Bensby, T. 2010, *arXiv:1004.3600*
- Mason, K. O., et al. 2002, *ApJL*, 580, L117
- Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, *ApJ*, 217, 425
- Morris, M., & Jura, M. 1983, *ApJ*, 264, 546
- Morrison, N. D., Bjorkman, K. S., Miroshnichenko, A., & Wisniewski, J. P. 2002, *IAU Circ.*, 7829, 2
- Mould, J., et al. 1990, *ApJL*, 353, L35
- Munari, U., et al. 2002a, *A&A*, 389, L51
- Munari, U., Desidera, S., & Henden, A. 2002b, *IAU Circ.*, 8005, 2
- Munari, U., et al. 2005, *A&A*, 434, 1107
- Munari, U., Navasardyan, H., & Villanova, S. 2007a, *The Nature of V838 Mon and its Light Echo*, 363, 13
- Munari, U., et al. 2007b, *A&A*, 474, 585
- Muno, M. P., Baganoff, F. K., Brandt, W. N., Park, S., & Morris, M. R. 2007, *ApJL*, 656, L69
- Öberg, K. I., Fuchs, G. W., Awad, Z., Fraser, H. J., Schlemmer, S., van Dishoeck, E. F., & Linnartz, H. 2007, *ApJL*, 662, L23
- Öberg, K. I., van Dishoeck, E. F., & Linnartz, H. 2009, *ApJ*, 693, 1209
- Orio, M., Starrfield, S. G., & Tepedenlegliolu, E. 2003, *IAU Circ.*, 8110, 1
- Orio, M. 2007, *The Nature of V838 Mon and its Light Echo*, 363, 48
- Osterbrock, D. E., & Ferland, G. J. 2006, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*, 2nd. ed. D.E. Osterbrock and G.J. Ferland. Sausalito, CA: University Science Books, 2006,
- Palacios, A. et al. 2010, *arXiv:1003.4682*
- Palla, F., & Stahler, S. W. 2000, *ApJ*, 540, 255
- Patat, F., Benetti, S., Cappellaro, E., & Turatto, M. 2006, *MNRAS*, 369, 1949
- Patat, F. 2005, *MNRAS*, 357, 1161
- Perrine, C. D. 1903, *ApJ*, 17, 310
- Pontoppidan, K. M., Blake, G. A., van Dishoeck, E. F., Smette, A., Ireland, M. J., & Brown, J. 2008, *ApJ*, 684, 1323
- Purcell, E. M. 1976, *ApJ*, 206, 685
- Quinn, J. L., Garnavich, P. M., Li, W., Panagia, N., Riess, A., Schmidt, B. P., & Della Valle, M. 2006, *ApJ*, 652, 512
- Rachford, B. L., et al. 2002, *ApJ*, 577, 221

- Rau, A., Kulkarni, S. R., Ofek, E. O., & Yan, L. 2007, *ApJ*, 659, 1536
- Rauch, T., Kerber, F., & van Wyk, F. 2002, *IAU Circ.*, 7886, 2
- Reichart, D. E. 2001, *ApJ*, 554, 643
- Rest, A., et al. 2005, *Nature*, 438, 1132
- Rest, A., et al. 2008a, *ApJ*, 680, 1137
- Rest, A., et al. 2008b, *ApJL*, 681, L81
- Rest, A. et al. 2010a, arXiv:1004.3783
- Rest, A., et al. 2010b, arXiv:1003.5660
- Retter, A., Zhang, B., Siess, L., Levinson, A., & Marom, A. 2007, The Nature of V838 Mon and its Light Echo, 363, 271
- Retter, A., Zhang, B., Siess, L., & Levinson, A. 2006, *MNRAS*, 370, 1573
- Retter, A., & Marom, A. 2003, *MNRAS*, 345, L25
- Rich, R. M., Mould, J., Picard, A., Frogel, J. A., & Davies, R. 1989, *ApJL*, 341, L51
- Ritchey, G. W. 1901, *ApJ*, 14, 293
- Roberge, W. G., Dalgarno, A., & Flannery, B. P. 1981, *ApJ*, 243, 817
- Roger, R. S., & Dewdney, P. E. 1992, *ApJ*, 385, 536
- Rushton, M. T., Geballe, T. R., Evans, A. N., van Loon, J. T., Smalley, B., & Eyres, S. P. S. 2007, The Nature of V838 Mon and its Light Echo, 363, 32
- Russeil D. 2003, *A&A*397, 133
- Sandford, S. A., & Allamandola, L. J. 1988, *Icarus*, 76, 201
- Santander-García, M., & Corradi, R. L. M. 2007, The Nature of V838 Mon and its Light Echo, *ASP Conf. Ser.*, 363, 169
- Sawada, T., et al. 2008, *PASJ*, 60, 445
- Schmitt, B., Grim R. J. A., Greenberg J. M., 1989, *Experiments on Cosmic Dust Analogues*, *Space Sci. Lib.* Reidel Dordrecht
- Schöier, F. L., van der Tak, F. F. S., van Dishoeck, E. F., & Black, J. H. 2005, *A&A*, 432, 369
- Schuster, K.-F., et al. 2004, *A&A*, 423, 1171
- Schutte, W. A., & Greenberg, J. M. 1991, *A&A*, 244, 190
- Sholomitskii, G. B. 1997, *Astrophysics and Space Science*, 252, 177
- Sirianni, M., et al. 2005, *PASP*, 117, 1049
- Škoda, P., Šmelcer, L., Brát, L., Pejcha, O., & Sobotka, P. 2007, The Nature of V838 Mon and its Light Echo, 363, 59
- Smith, H., et al. 2008, *SPIE*, 7020,
- Snow, T. P., & McCall, B. J. 2006, *Annual Review of Astr. and Astrophysics*, 44, 367
- Sobolev, V. V. 1960, *Moving Envelopes of Stars*, Cambridge: Harvard University Press, 1960,
- Soker, N., & Tylenda, R. 2003, *ApJL*, 582, L105
- Soker, N., & Tylenda, R. 2007a, The Nature of V838 Mon and its Light Echo, 363, 280
- Soker, N., & Tylenda, R. 2007b, *MNRAS*, 375, 909
- Sorai, K. et al. 2000, *SPIE*, 4015, 86
- Sparks, W. B. 1994, *ApJ*, 433, 19
- Sparks, W. B. 1996, *ApJ*, 470, 195
- Sparks, W. B., Macchetto, F., Panagia, N., Boffi, F. R., Branch, D., Hazen, M. L., & della Valle, M. 1999, *ApJ*, 523, 585

- Sparks, W. B., et al. 2008, AJ, 135, 605
- Störzer, H., Stutzki, J., & Sternberg, A. 1996, A&A, 310, 592
- Sugerman, B. E. K. 2005, ApJL, 632, L17
- Sugerman, B. E. K. 2003, AJ, 126, 1939
- Sugerman, B. E. K., & Crofts, A. P. S. 2002, ApJL, 581, L97
- Sugerman, B. E. K., Crofts, A. P. S., Kunkel, W. E., Heathcote, S. R., & Lawrence, S. S. 2005, ApJ, 627, 888
- Sunada et al. 2000, SPIE 4015, 237
- Sunyaev, R., & Churazov, E. 1998, MNRAS, 297, 1279
- Thum, C. et al. 2005, Frequency switching at the 30m telescope, IRAM working Report No. 228/95, dostępny na stronie <http://www.iram.es/IRAMES/otherDocuments/manuals/index.html>
- Thum, C. & Mauersberger, R. 2007, IRAM Newsletter, 68, 10
- Tielens, A. G. G. M., & Charnley, S. B. 1997, Origins of Life and Evolution of the Biosphere, 27, 23
- Tielens, A. G. G. M., Tokunaga, A. T., Geballe, T. R., & Baas, F. 1991, ApJ, 381, 181
- Turner, B. E. 2000, ApJ, 542, 837
- Tylenda, R. 2004, A&A, 414, 223
- Tylenda, R. 2005, A&A, 436, 1009
- Tylenda, R., & Soker, N. 2006, A&A, 451, 223
- Tylenda, R., Soker, N., & Szczerba, R. 2005, A&A, 441, 1099
- Tylenda, R., Kamiński, T., & Schmidt, M. 2009, A&A, 503, 899
- Tylenda, R., Kamiński, T., & Schmidt, M. 2010, w przygotowaniu do złożenia do A&A
- Van der Tak, F.F.S., Black, J.H., Schöier, F.L., Jansen, D.J., van Dishoeck, E.F., 2007, A&A 468, 627
- van Dishoeck, E. F., Blake, G. A., Draine, B. T., & Lunine, J. I. 1993, Protostars and Planets III, 163
- Van Dyk, S. D., Li, W., & Filippenko, A. V. 2006, PASP, 118, 351
- van Loon, J. T., Evans, A., Rushton, M. T., & Smalley, B. 2004, A&A, 427, 193
- Wagner, R. M., & Starrfield, S. G. 2002, IAU Circ., 7992, 2
- Wang, X., Li, W., Filippenko, A. V., Foley, R. J., Smith, N., & Wang, L. 2008, ApJ, 677, 1060
- Waxman, E., & Draine, B. T. 2000, ApJ, 537, 796
- Weingartner, J. C., & Draine, B. T. 2001, ApJ, 548, 296
- Whittet, D. C. B. 2003, Dust in the galactic environment, 2nd ed., IOP: Bristol
- Willacy, K., & Millar, T. J. 1998, MNRAS, 298, 562
- Wilson, T. L., Rohlfs, K., Hüttemeister, S. 2009, Tools of Radio Astronomy, Springer-Verlag: Berlin
- Wisniewski, J. P., Morrison, N. D., Bjorkman, K. S., Miroshnichenko, A. S., Gault, A. C., Hoffman, J. L., Meade, M. R., & Nett, J. M. 2003, ApJ, 588, 486
- Wisniewski, J. P., Clampin, M., Bjorkman, K. S., & Barry, R. K. 2008, ApJL, 683, L171
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D., & McKee, C. F. 2010, arXiv:1004.5401, przyjęte do ApJ
- Xu, J., & Crofts, A. P. S. 1999, ApJ, 511, 262
- Xu, J., Crofts, A. P. S., & Kunkel, W. E. 1994, ApJ, 435, 274
- Xu, J., Crofts, A. P. S., & Kunkel, W. E. 1995, ApJ, 451, 806
- Yamaguchi et al. 2000, SPIE 4015, 614
- Yamamura, I. et al. 2010, AKARI/FIS All-Sky Survey Bright Source Catalogue Version 1.0, dokument dostępny na stronie <http://www.ir.isas.jaxa.jp/AKARI/Observation/PSC/Public>
- Zhang C. Y. 1995, ApJS98, 659
- Zwicky, F. 1957, Morphological Astronomy (Berlin: Springer)
- Zwitter, T., & Munari, U. 2002, IAU Circ., 7812, 3