

„TURBULENCJA” W EKSPLOZJACH SUPERNOWYCH

1. Wstęp

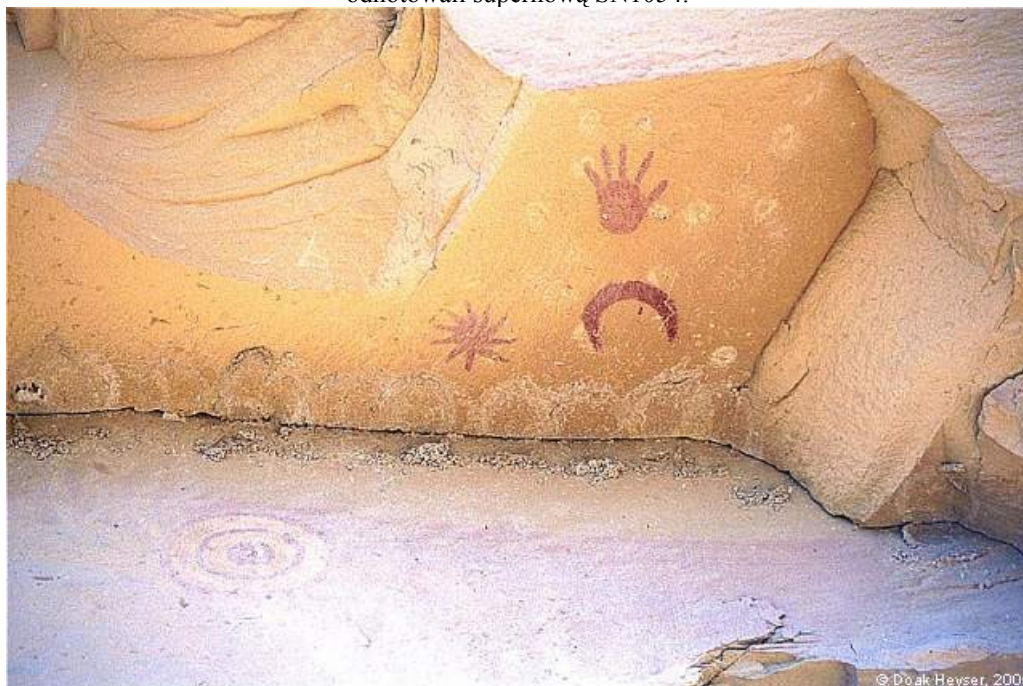
Krótką historia symulacji i obserwacji

Supernowe to z punktu widzenia krótkiego, ludzkiego życia niezwykle rzadkie zdarzenia. Obserwowane z całą pewnością już w czasach przedhistorycznych, nie umknęły uwagi pierwszym cywilizacjom (Rys. 1). Zanotowane przypadki pojawienia się niezwykle jasnej gwiazdy szybko jednak ulegały zapomnieniu, gdyż czas dziesiątek czy nawet setek lat upływający do kolejnego wybuchu pozwalał łatwo zanegować realność tych wydarzeń. Nie pasowały one do przyjętego obrazu statycznych niebios. Właściwie dopiero XX wiek przyniósł zrozumienie niezwyklej roli, jaką odgrywają supernowe.

W zadziwiającym przebiegu geniuszu, dysponując skromnym materiałem obserwacyjnym w postaci kilku supernowych Zwicky & Baade [1] już w latach 30-tych podali poprawny scenariusz wybuchu supernowej. Mechanizmem zjawiska, określanego dziś jako implozyjna supernowa (ang. *core-collapse supernova*) jest kolaps zdegenerowanego, żelaznego jądra pre-supernowej do gwiazdy neutronowej na skutek przekroczenia masy Chandrasekhara [2].

Zdumiewająco późno, bo dopiero w latach 60-tych Fowler & Hoyle zaproponowali mechanizm wybuchu białego karła [3], współcześnie przypisywany supernowym termojądrowym¹ (ang. *thermonuclear supernovae*).

Rysunek 1. Naskalny rysunek na którym Indianie Anasazi odnotowali supernową SN1054.



Niezależnie od błyskotliwych, i jak się dziś wydaje poprawnych pomysłów, żadne konkretne modele supernowej nie powstały. Nie dysponowano komputerami, które pozwoliłyby na wykonanie realistycznych obliczeń.

¹ Z obserwacyjnego punktu widzenia jest to supernowa Ia, wszystkie pozostałe typy, jak również hipernowe i długie rozbłyski gamma uważamy za zjawiska wywołane kolapsem grawitacyjnym.

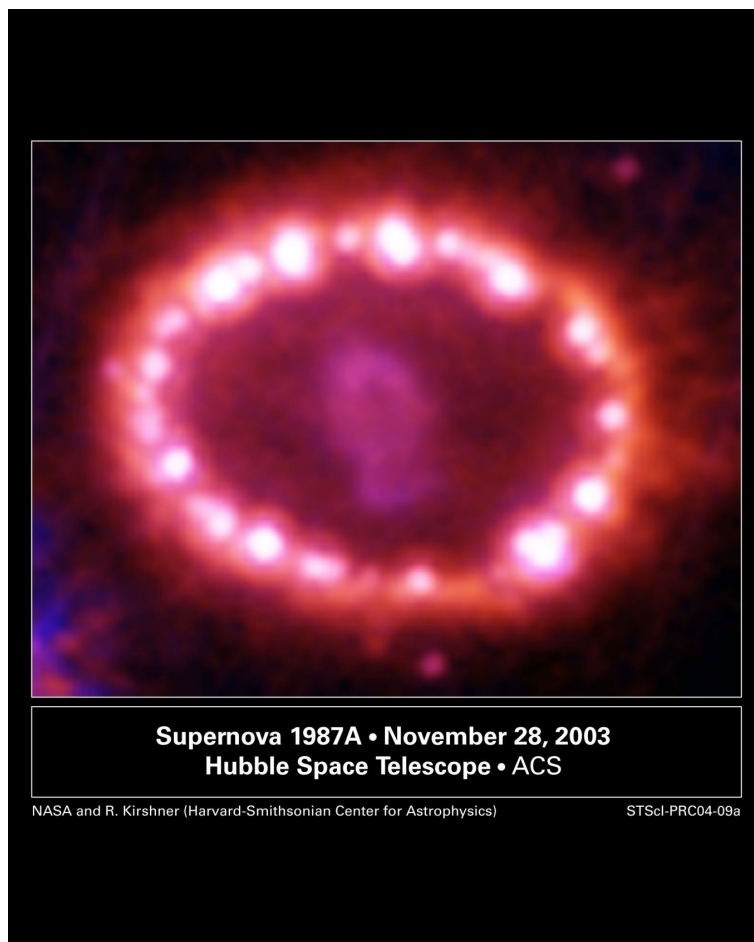
W kontekście łatwości, z jaką współcześni astrofizycy tworzą swoje "zabawkowe" modele (ang. *toy models*) innych niezwykle złożonych zjawisk astrofizycznych, taka ostrożność wydaje się przesadna. Należy jednak pamiętać, że pierwsi twórcy symulacji supernowych (głównie implozyjnych) jak np. H. Bethe czy S. Colgate byli osobami bezpośrednio zaangażowanymi w prace nad stworzeniem bomby atomowej i termojądrowej, mając okazję w praktyce weryfikować różne opisy wybuchu. Numeryczna symulacja hydrodynamiczna oparta o zweryfikowane eksperymentalnie dane oraz solidne teorie (fizyka jądrowa, hydrodynamika, termodynamika, mechanika kwantowa i teoria grawitacji) jest ewidentnie optymalnym wyborem.

Trzy fundamentalne problemy nierozłącznie związane z tym podejściem to:

1. Dane dotyczące fizycznych własności materii: przekroje czynne, równanie stanu czy ostatnio macierz oscylacji neutrin
2. Algorytmy numeryczne: stabilność, weryfikacja i walidacja kodów
3. Moc obliczeniowa/pamięć komputerów

Do tej listy można też dodać, zwłaszcza w kontekście supernowych, brak wystarczająco dokładnych warunków początkowych. Pierwsze modele numeryczne były na ogół sferycznie symetryczne, algorytmy prymitywne a fizyka maksymalnie uproszczona. Dlatego nikogo nie frustrowały niepowodzenia (supernowe nie wybuchały), a same prace na ten temat nie były traktowane poważnie².

Sytuacja zaczęła zmieniać się w latach 80-tych, od kiedy to materiał obserwacyjny dotyczący supernowych gwałtownie się powiększył. Supernowe typu I okazały się nie być identyczne, wprowadzono zatem nowy typ supernowych Ib, a potem również Ic. Wreszcie zrozumiano, że mamy do czynienia z całym ZOO supernowych. W roku 1987, po prawie 400 latach oczekiwania, wybuchła bliska Ziemi supernowa SN1987A [6]. Badacze zaobserwowali neutrina, spektakularnie potwierdzając stary pomysł Zwicky'ego. Z drugiej strony SN1987A okazała się najbardziej anomalnym³ przypadkiem w całej historii obserwacji supernowych [7]. Wybuch nastąpił w centrum mgławicy posiadającej kształt klepsydry otoczonej pierścieniem. Dziś pozostałość po wybuchu jest już widoczna (Rys. 2). Ewidentnie, wybuch nie był sferycznie symetryczny, a materia okazała się intensywnie wymieszana.



² Pierwsza, dziś klasyczna, praca na temat symulacji supernowych [4], odrzucona w *Reviews of Modern Physics*, została ostatecznie opublikowana po 4 latach recenzowania w *Astrophysical Journal*.

³ Przez wiele lat astronomowie mówili o osobnym typie SN1987A zawierającym jeden znany przypadek: SN1987A. Obecnie znamy kilka podobnych przypadków [5].

Rysunek 2. Pozostałość po SN1987A (wewnątrz pierścienia).

Kilka lat po wybuchu SN1987A pokazano jak użyć supernowych Ia jako świec standardowych w kosmologii, dokonując kalibracji ewidentnie różniących się jasnością poszczególnych wybuchów [8]. Osiągnięto ogromny sukces, pokazując istnienie stałej kosmologicznej [9a, 9b]. Równocześnie pojawiły się wątpliwości: obserwowana zmienność nie występuje w sferycznie symetrycznych modelach; co gorsza nie widać żadnego powodu, aby supernowe Ia różniły się od siebie.

Dziś mamy do czynienia z prawdziwym urodzajem obserwacji i symulacji supernowych obu typów. Moc obliczeniowa komputerów wzrosła do tego stopnia, że nie mówi się już o symulacjach w dwóch czy trzech wymiarach, ale wręcz o symulacjach „turbulencji”. Zanim przystąpię do omówienia wybranych problemów i wyników należy wyjaśnić to mające slangowy charakter określenie.

Turbulencja *versus* „turbulencja”

Zjawisko turbulencji jest znane każdemu człowiekowi, gdyż występuje powszechnie w przepływach płynów, czyli gazów i cieczy. Objawia się chaotycznymi zmianami prędkości przepływu na wszystkich skalach. Zjawisko to jak dotąd nie jest opisane w zadowalający sposób i zwykle pojawia się na liście 10 najważniejszych nierozwiązanych problemów fizyki współczesnej [10]. Chodzi oczywiście o teorię statystyczną, która pozwalałaby obliczyć prawdopodobieństwa np. rozkładu lub korelacji wektora prędkości w zadanych warunkach. W największym skrócie turbulencja pojawia się w przepływach lepkich cieczy powyżej pewnej krytycznej liczby Reynoldsa:

$$Re = v L / \nu \quad (1)$$

(v - prędkość przepływu, L - charakterystyczny wymiar, ν - lepkość kinematyczna) objawiając się tworzeniem kaskadowej struktury coraz mniejszych wirów, które ostatecznie ulegają dyssypacji. Skala, na której następuje rozproszenie wirów określana jest jako *skala Kolmogorowa*:

$$l = (v^3 / \epsilon)^{1/4}$$

gdzie ϵ - szybkość dyssypacji energii. Dlatego nie jest poprawne nazywanie turbulencją wielkoskalowych, nawet bardzo skomplikowanych przepływów jak np. atmosferyczne cyklony, jak również wszystkich przepływów bez lepkości. Nie każdy bardzo złożony ruch płynu jest turbulencją, aczkolwiek granica pomiędzy prawdziwą turbulencją a skrajnie skomplikowanym przepływem jest płynna. Typowym kryterium pozwalającym ocenić czy mamy rzeczywiście tzw. w pełni rozwiniętą turbulencję jest spełnienie prawa Kolmogorowa:

$$v = \text{const} \times l^{1/3}.$$

mówiącego jak fluktuacje prędkości zależą od rozmiaru „wirów”.

W dedykowanych symulacjach hydrodynamicznych poświęconych turbulencji [11] rozwiązywane jest numerycznie równanie Naviera-Stokesa, opisujące przepływ *lepkiego* płynu. Rozmiar użytej siatki wynosi nawet 2048^3 i opisuje pojedynczą kostkę wypełnioną płynem, którego całkowity pęd jest równy zeru. W takich symulacjach rzeczywiście spełnione jest prawo Kolmogorowa i przepływ uznaje się za turbulentny.

W symulacjach supernowych jeszcze długo podobny poziom szczegółowości nie będzie dostępny. W tym celu musielibyśmy każdy element płynu składający się na model supernowej zastąpić przez coś na kształt opisanej wyżej symulacji K-Cube. W praktyce stosuje się bardziej realistyczne podejścia jak np. AMR (ang. *Adaptive Mesh Refinement*) [12] czy model niższego poziomu (ang. *sub-grid scale model*). AMR polega na zagęszczaniu siatki numerycznej tylko w tych obszarach w których mówiąc potocznie „coś się dzieje”. Pozwala to na skoncentrowanie mocy obliczeniowej w interesujących punktach, jak również ominięcie problemu zmiennej skali gwałtownie ewoluujących zjawisk. Podejście określane jako *sub-grid scale model*, polega na wykonaniu szczegółowej symulacji pojedynczego interesującego nas elementu płynu (jak np. K-Cube [11]) w celu stworzenia semi-analitycznego modelu, następnie implementowanego w symulacji wielkoskalowej. Podejście to jest jedynym możliwym do zastosowania w sytuacji gdy chcemy opisać zjawisko nie posiadające odpowiednika w ziemskich warunkach jak np. płomień termojądrowy w SN Ia.

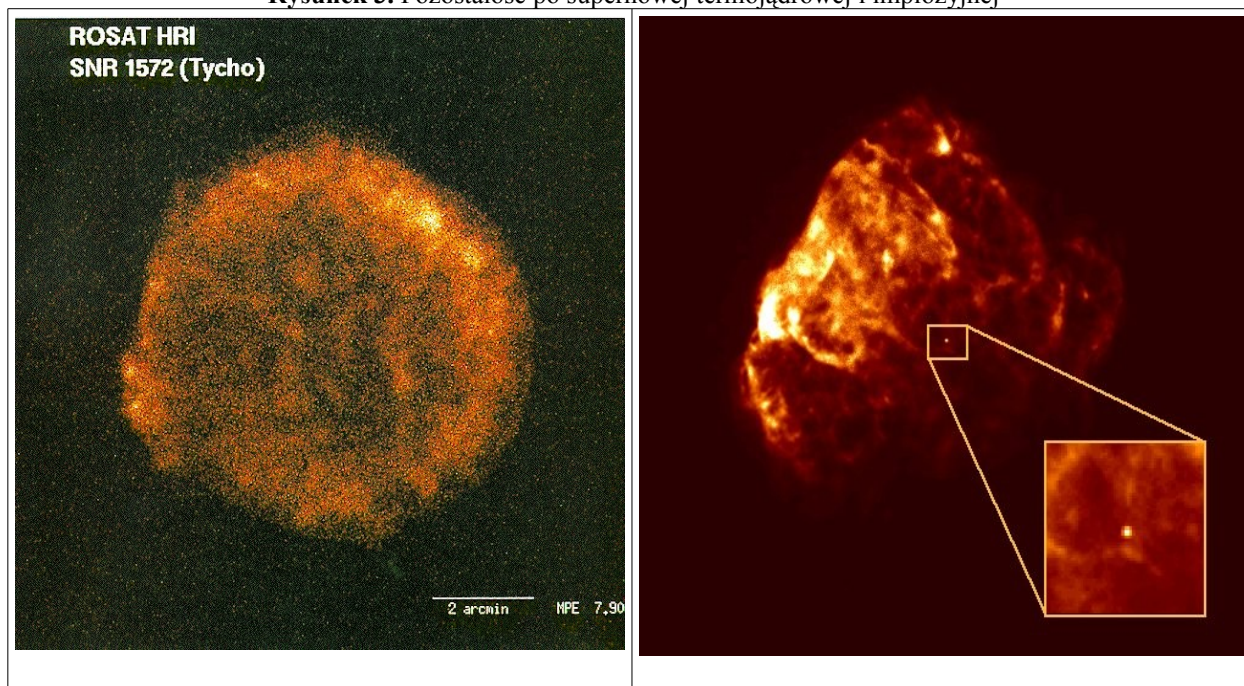
Te i inne pomysłowe triki stosowane we współczesnych symulacjach supernowych powodują, że wyglądają one niezwykle realistycznie. Gwałtowna punktowa depozycja energii przez neutrino wywołuje ruch gazu do złudzenia naśladujący grzyb atomowy, front spalania w SN Ia deformuje się niczym płonące pole naftowe a stacjonarna fala uderzeniowa drga jak bańka mydlana. Odnosi się nieodparte wrażenie, że nie są to symulacje ale realne eksplozje.

Należy jednak zachować ostrożność i sceptycyzm. Nie ma żadnych wątpliwości, że symulacje te są dziś bliżej niż dalej prawdziwej eksplozji. Nie ma jednak mowy o prawdziwej turbulencji w sytuacji, gdy mamy do czynienia z przepływem bez lepkości, a poziom złożoności pozwala jedynie na marginalne spełnienie prawa Kolmogorowa.

W dominujących dziś symulacjach dwuwymiarowych sytuacja jest znacznie gorsza. Turbulencja w takim przypadku jest zagadnieniem, które zostało matematycznie zbadane i rozwiązane. Okazuje się, że w 2D transfer energii następuje w odwrotnym kierunku: małe wiry łączą się ze sobą powodując powstawanie coraz większych wielkoskalowych przepływów. W 3D, wiry te rozpadają się powodując wygładzenie przepływu w dużych skalach. Nie jest w tej sytuacji oczywiste, że każde zjawisko zaobserwowane w symulacjach 2D będzie miało swój odpowiednik w 3D. Warto zauważyć, że sferycznie symetryczne symulacje przy całej swojej ograniczoności na ogół nie produkują nieistniejących bytów. Na szersze zastosowanie symulacji 3D musimy niestety jeszcze nieco poczekać: komputery są nadal zbyt słabe.

Zapomnijmy w tym momencie o narzekaniach malkontentów i przystąpmy do omówienia fascynujących wyników symulacji 2D i 3D zawierającymi „turbulentne” przepływy astrofizycznego płynu. Ze względu na ogromny zakres współcześnie rozważanych zagadnień w celu skupienia uwagi i podkreślenia roli „turbulencji” wybrałem 2 ekscytujące tematy: spalanie termojądrowe oraz wyrzuty pulsarów.

Rysunek 3. Pozostałość po supernowej termojądrowej i implozyjnej



2. Eksplozje termojądrowe białych karłów

2.1 Motywacja symulacji 2D i 3D

O ile w przypadku supernowej typu implozyjnego ewidencja silnie sugerująca konieczność odejścia od sferycznej symetrii nie budzi wątpliwości (np. prędkości pulsarów), to dla termojądrowej eksplozji białego karła nie wygląda to na kluczowy problem. Pozostałości po supernowych Ia są ewidentnie sferycznie symetryczne (Rys. 3) z niewielkimi zniekształceniami które można wytłumaczyć niejednorodnością ośrodka międzygwiazdowego. Nie zaskakuje to nikogo, kto miał do czynienia z dowolnego typu silnymi eksplozjami. Bardzo podobne obrazki oglądamy np. dla wybuchów jądrowych w górnej części atmosfery. Modele sferycznie symetryczne (np. model W7) bardzo dobrze odtwarzają też własności obserwacyjne.

Problem tkwi w pewnych szczegółach. Pierwszy z nich to brak uzasadnienia fizycznego dla prędkości spalania termojądrowego -- jest ona swobodnym parametrem modeli. Znamy jednak tylko dwa realistyczne sposoby spalania: detonację, czyli zapłon na froncie fali uderzeniowej i deflagrację, czyli przemieszczający się dzięki przewodnictwu cieplnemu płomień. Detonacja przemieszcza się z prędkością dźwięku c_s , spalanie (deflagracja) jest powolne, rzędu $0.01c_s$. Modele zgodne z obserwacjami wymagają spalania z prędkością około $0.3c_s$. Detonacja nie może przemieszczać się tak wolno, a płomień tak szybko. Odpowiedzią jest np. deformacja czoła płomienia, który zwiększając powierzchnię daje efektywną prędkość spalania znacznie wyższą niż w przypadku sferycznie symetrycznym. To wymaga użycia modelu 2D lub 3D.

Kolejną zagadką niewyjaśnioną w sferycznej symetrii jest rozrzut jasności supernowych Ia. Spalanie identycznych białych karłów musi dawać identyczne rezultaty, jeżeli tylko zapłon następuje zawsze w ten sam sposób. Tu furtkę otwiera porzucenie symetrii, w której zapłon następował w punkcie $r=0$, narzuconym przez wybór sferycznego układu współrzędnych. Jeżeli dopuścimy zapłon poza punktem $r=0$, lub zapłon wielopunktowy jest szansa na pojawienie się różnic.

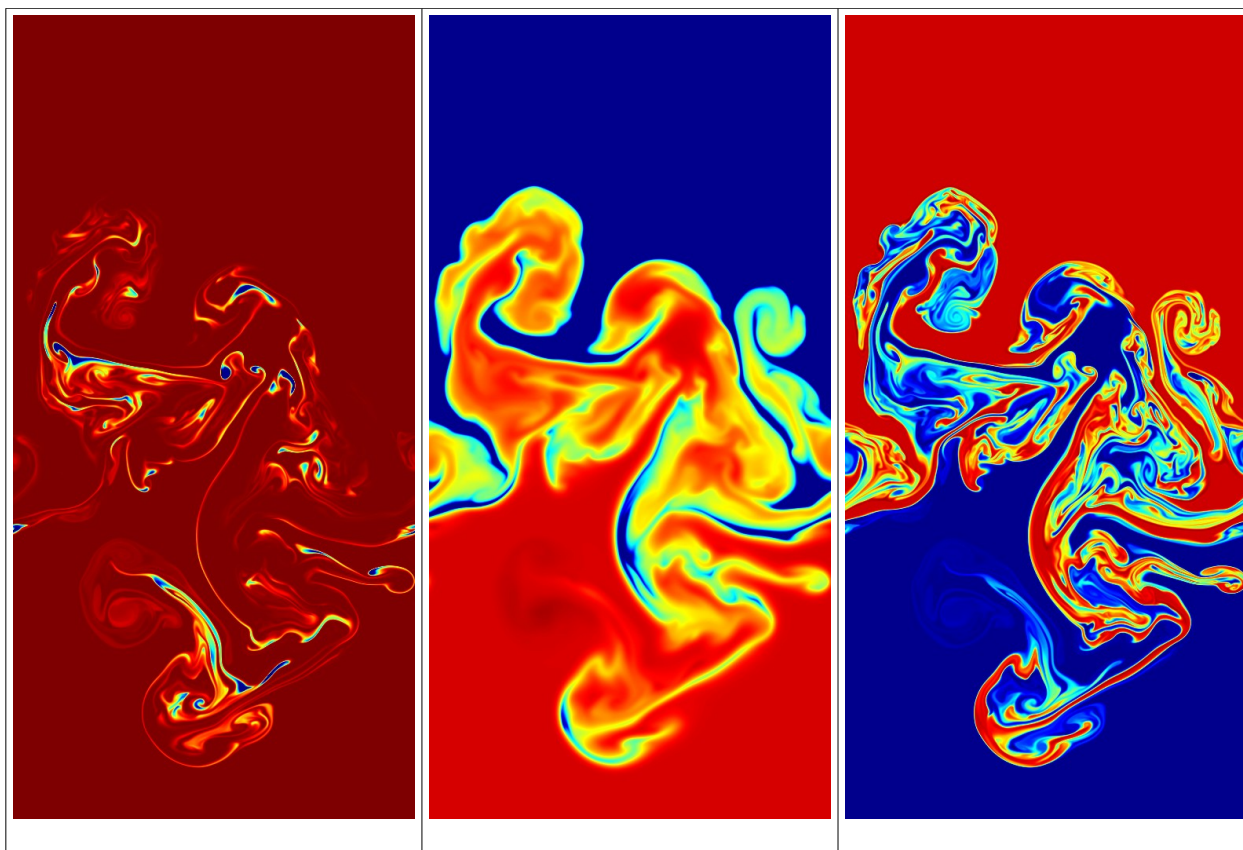
Istnieją też sugestie, że uwzględnienie drobnoskalowej turbulencji na froncie spalania może prowadzić do „zduszenia” płomienia. W warunkach laboratoryjnych takie „przyduszenie” płomienia jest najprostszym sposobem uzyskania przejścia spalania w detonację, z tym że jest ono uzyskiwane w sposób geometryczny np. w nagwintowanej rurze. Modele supernowych Ia oparte o to zjawisko (DDT) istnieją od dawna, ale dopiero symulacje 2D/3D mogą coś powiedzieć na temat realności tego zjawiska. Istnieją uzasadnione wątpliwości czy DDT zachodzi przy rozchodzeniu się spalania w trzech wymiarach; wydaje się że płomień zawsze znajdzie drogę, po której przedostanie się dalej. Eleganckim rozwiązaniem problemu może tu być GCD/DFD [34,35a].

Interesujące symulacje wielowymiarowe w kontekście SN Ia można podzielić na dwie kategorie:

- symulacje procesu spalania, służące do stworzenia efektywnego modelu płomienia turbulentnego [13, 14a-d]
- symulacje samego wybuchu [34-36]

2.2 Spalanie „turbulentne”

Rysunek 4. Płomień jądrowy w SN Ia (symulacja 2D) [Źródło: LBL (CCSE)]



Zagadnienie stabilności płomienia zostało zbadane po raz pierwszy przez L. Landaua. Problem jest diametralnie różny, w zależności od tego czy uwzględnimy pole grawitacyjne, jak również od kierunku tego pola.

Bez pola grawitacyjnego płomień okazuje się zawsze niestabilny w ramach liniowej teorii zaburzeń. Doświadczenie życia pokazuje jednak, że stabilne płomienie istnieją. Zachodzi tu bardzo interesujące zjawisko, w którym niestabilność nie narasta w nieskończoność, jak sugeruje analiza liniowa. Uwzględnienie efektów nieliniowych powoduje, że pojawia się nowy stan stabilny: płomień o charakterystycznej pofałdowanej powierzchni, która „pływa” ale niestabilność już nie narasta.

Jeżeli dodamy pole grawitacyjne, pojawia się nowy rodzaj niestabilności: Rayleigha-Taylora. Pod tą ucieleśnieniem brzmiącą nazwą kryje się dobrze znane zjawisko niestabilności konwektywnej, której najbardziej spektakularnym przykładem jest grzyb atomowy, ale nie tylko. Zjawisko to pojawia się zawsze w przypadku depozycji dużej ilości energii w pewnym punkcie w obecności pola grawitacyjnego. Przykłady to np. chmury typu cumulus, gdzie podgrzane przez Słońce powietrze unosi się do góry, włączenie bloku elektrociepłowni czy obszar otaczający płonące miejsce.

W supernowej Ia mamy do czynienia z tym zjawiskiem przy niecentralnym zapłonie reakcji termojądrowych. Gdyby zapłon nastąpił dokładnie w samym środku to powstałby sferycznie rozchodzący się płomień. Istnieje jednak cały szereg czynników które mogą doprowadzić do zapłonu w punkcie minimalnie odległym jak np. rotacja czy niejednorodność materii. Przebieg zapłonu ma wtedy diametralnie inny przebieg. Płonący bąbel unosi się do góry szybciej niż sam rośnie i powstaje obraz dokładnie naśladujący naziemny wybuch jądrowy. To czy taki niecentralny zapłon zmieni przebieg wybuchu jest pytaniem, które dziś zadają sobie badacze wykonujące symulacje 2D i 3D. Istnieją skrajnie różne opinie: od twierdzeń, że to nic nie zmienia, aż po „grawitacyjnie związaną detonację” [34], w której płonący bąbel dociera do powierzchni białego karła tworząc gigantyczną falę „tsunami” wywołującą detonację na antypodach. Dyskusja jest tu bardzo interesująca, ale zjawisko to nie tłumaczy różnic w jasności poszczególnych wybuchów. Odpowiedź na to pytanie, kluczowe dla osób używających typu Ia jako świecy standardowej, być może przyniesie rozszerzenie tej idei w postaci *zapłonu wielopunktowego*. Jasność supernowej byłaby wtedy zależna od ilości punktów, w których równocześnie następuje zapłon. Powodowałoby to efektywne przyspieszenie spalania w początkowej fazie eksplozji.

Niestety, ilość i położenie punktów zapłonu nie jest w żaden sposób uzasadniona: stanowi parametr modelu.

Dziś uważa się za ewidentne, że niezależnie od mikroskopowej prędkości rozchodzenia się płomienia, którą można wyliczyć, rzeczywisty płomień nie stanowi trywialnej powierzchni geometrycznej, np. sfery. Wszystko wskazuje na

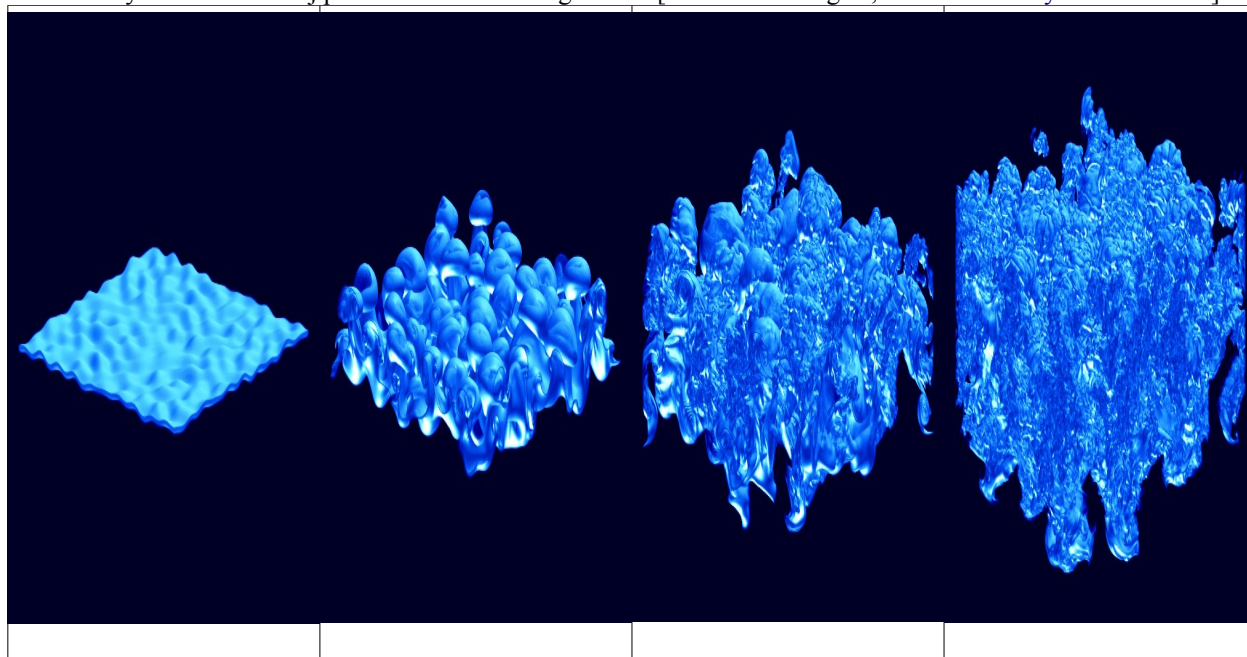
to, że posiada on bardzo pofałdowaną powierzchnię, o kształcie przypominającym fraktal. Dlatego efektywna prędkość spalania, definiowana jako tempo „pożerania” paliwa przez płomień wynosi:

$$v = (dM_b/dt) / \rho$$

gdzie M_b - masa spalonego paliwa, ρ - gęstość, i zależy od dwóch czynników: prędkości przemieszczania się płomienia laminarnego i powierzchni czoła płomienia. W skrajnej swej postaci, propagowanej przez Khoklova [13], efekty mikroskopowe są całkowicie zdominowane przez efekty geometryczne. Khoklov na podstawie swojego modelu twierdzi, że efektywna prędkość spalania *nie zależy* od wartości mikroskopowej prędkości spalania laminarnego. Stopień pofałdowania czoła płomienia jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości spalania laminarnego, i efektywnie ilość paliwa spalonego w jednostce czasu jest zawsze taka sama. Obecnie toczy się ożywiona dyskusja pomiędzy Khoklovem, a zwolennikami alternatywnego modelu, w którym efekty mikroskopowe będą miały wpływ na zjawiska w większej skali np. poprzez DDT. Waga odpowiedzi jest ogromna: jeżeli poglądy Khoklova są poprawne, oznacza to, że nie trzeba uwzględniać turbulencji w SN Ia. Będzie to również oznaczało, że wariacja jasności absolutnej raczej nie pochodzi wyłącznie od efektów 3D.

Jeżeli model Khoklova jest mylny, to na realistyczne symulacje SN Ia będziemy czekać jeszcze długie lata. Symulacja wybuchu będzie wymagała uwzględnienia *explicite* przepływu ze spalaniem. Obliczenia takie są prowadzone dla samego płomienia termojądrowego [14,15] (Rys. 4 i 5). Rysunek 4 pokazuje, od lewej: (1) szybkość reakcji termojądrowej spalania $12C+12C \rightarrow 24Mg$ (2) temperaturę i (3) zawartość „paliwa” (12C, czerwony) i „popiołu” (24Mg, niebieski). Płomień przesuwa się od dołu do góry. Charakterystyczne dla symulacji 2D są duże struktury w kształcie „grzybów”. W przypadku podobnej symulacji 3D na skutek „turbulizacji” przepływu „grzyby” szybko ulegają rozmyciu i mamy do czynienia z bardzo pofałdowanym („fraktalnym”) czołem płomienia (Rys. 5). W tej sytuacji można spróbować na podstawie wyników symulacji stworzyć realistyczny model płomienia, który będzie poprawnie odtwarzał szybkość spalania.

Rysunek 5. Rozwój płomienia turbulentnego w 3D [Źródło: M. Zingale, State University of New York]



3. Kolaps grawitacyjny jądra masywnej gwiazdy

3.1 Motywacja symulacji 2D i 3D

Pomimo szeroko uznawanej opinii ekspertów mówiącej, że kolaps jest „kanoniczny i sferycznie symetryczny” [31] motywacja do wprowadzenia modeli 2D i 3D jest znacznie silniejsza i bardziej oczywista. Wystarczy spojrzeć na pozostałość po supernowej Puppis A (Rys. 3) w której gwiazda neutronowa została wyrzucona z ogromną prędkością w ewidentnie asymetrycznej eksplozji. Jeżeli zakładamy, że kolaps jest sferyczny asymetria *musi* pojawić się później. Domyślamy się, że symetria może zostać złamana spontanicznie, ale nawet powolna rotacja daje wyróżniony kierunek. Z tą samą sytuacją mamy do czynienia w symulacjach 2D, gdzie mamy sztucznie wyróżniony przez wybór układu współrzędnych kierunek. Gdyby jednak rotacja jądra supernowej była szybka, jak sugerują niektóre modele gwiazd, to zachowanie momentu pędu powoduje drastyczne zmiany już na etapie kolapsu.

Obecnie panuje pogląd, że nie ma to dużego znaczenia dla „zwykłej” supernowej. Uważa się, że silna rotacja ma związek z hipernowymi i rozbłyskami gamma. [28]

3.2 Wyrzuty pulsarów

Jeżeli jednak w typowej supernowej rotacja jest czynnikiem który nie dominuje, lub jest zanedbywalnie mały, co mogłoby wyrzucać pulsary z prędkościami ponad 2000 km/s ? Od dawna podejrzewano, że niestabilności hydrodynamiczne powstające za mozolnie przesuwaną się pod prąd spadającej materii falą uderzeniową mogą wygenerować wielkoskalowe prądy i asymetryczne wyrzuty materii. Zasada zachowania pędu powoduje, że jeżeli materia otaczająca gwiazdę neutronową zacznie poruszać się w jednym kierunku, ona sama zacznie poruszać się w kierunku przeciwnym. Idea wydaje się być prosta i naturalna, ale w praktyce otrzymywano niewielkie prędkości rzędu 100 km/s. W celu ich zwiększenia, uciekano się do wątpliwych argumentów typu pomnożenie wyniku przez $\sqrt{3}$, aby uwzględnić „efekty 3D”. Zrozumienie gdzie jest „brakujące ogniwo”, wymaga przyjrzenia się bliżej samym symulacjom. Ze względu na chęć oszczędzenia czasu pracy komputerów nagminną praktyką jest symulowanie pewnego wycinka pełnego kąta bryłowego układu współrzędnych, np. $1/8$ w 3D oraz $1/4$ i $1/2$ w 2D. Aczkolwiek oszczędność czasowa wydaje się być niezbyt duża, nie zapominajmy, że są to klasyczne przykłady HPC (ang. *high performance computing*) czyli obliczeń wysokiej wydajności. Często mówi się o atakowaniu za pomocą symulacji „problemu jutra” na „wczorajszym komputerze”. Symulacje tego typu zajmują wiele miesięcy, uwzględnienie pełnego kąta bryłowego wydłużyłoby je do lat. Gdyby jednak zdawano sobie sprawę z drastycznych skutków, które powoduje tego typu praktyka, nikt nie zważałby na dwu- czy czterokrotne wydłużenie obliczeń. Praktykami powodującymi zafałszowanie obrazu sytuacji okazały się (1) „przyszpilenie” gwiazdy neutronowej w środku układu współrzędnych, (2) zmiana struktury przestrzeni poprzez utożsamienie przeciwległych granic obszaru oraz (3) zablokowanie cyrkulacji pomiędzy „północną” i „południową” częścią. Skutkuje to ograniczeniem narastania niestabilności o wyższych modach i całkowite zablokowanie najniższych ($l=1, l=2$) z nich. Urodzaj nowych wyników jest więc tylko częściowo rezultatem rosnącej mocy komputerów, która skłoniła do porzucenia podejrzanej praktyki „przycinania” obszaru symulacji. Dziś nie ma to sensu, szczególnie przy symulacjach 2D, które zaczynają być dostępne dla słabszych komputerów. Obliczenia te były jednak możliwe do wykonania nawet 10 lat temu. Potwierdza to często powtarzaną opinię, że sama moc obliczeniowa nie wystarcza, aby stworzyć realistyczny model. Przed uruchomieniem symulacji warto więc starannie przemyśleć, które z upraszczających założeń mogą być fałszywe.

Zaobserwowane w symulacjach zjawiska wprost wynikające z symulacji w pełnym kącie bryłowym z uwolnioną gwiazdą neutronową to nowy model akustyczny (grupy A. Burrowsa) oraz SASI (ang. *Standing Accretion Shock Instability*), czyli niestabilność stacjonarnej fali uderzeniowej w strumieniu akreującej materii.

W celu lepszego poznania istoty zjawiska SASI, przypomnijmy podstawowe fazy kolapsu grawitacyjnego rdzenia supernowej. Po utracie stabilności materia z ogromną szybkością zaczyna spadać do momentu osiągnięcia przez obszar centralny gęstości jądra atomowego. Sprężenie materii połączone z nagłym zatrzymaniem naddźwiękowego strumienia materii powoduje powstanie rozchodzącej się na zewnątrz fali uderzeniowej. Nie jest ona jednak wystarczająco silna, aby wyostać się pod prąd ciągle spadających zewnętrznych warstw gwiazdy.

W efekcie front fali uderzeniowej praktycznie zatrzymuje się w miejscu. W sferycznych symulacjach, jego położenie oscyluje wokół pewnej wartości, osiągniętej zanim fala uderzeniowa wytraciła energię. Podobny obraz uzyskano w symulacjach 2D w „ćwiartce” i połówce układu współrzędnych. Front fali uderzeniowej wyglądał na obiekt podlegający pewnym deformacjom ale „globalnie” stabilny.

Bardzo poważną rysą na tym eleganckim obrazku były prace [19-27] pokazujące, że w przypadku sferycznej symetrycznej akrecji stacjonarna fala uderzeniowa jest niestabilna w sensie liniowych zaburzeń. Najszybciej narastają mody z $l=1$ ($\sin f$) i z $l=2$ ($\sin 2f$), f - kąt biegunowy. Jeżeli dokonamy utożsamienia dolnego i lewego brzegu górnej prawej ćwiartki układu współrzędnych mody te sprowadzają się do $l=0$, czyli radialnych oscylacji położenia nieciągłości. Włączenie do symulacji 2D pełnego zakresu sferycznego kąta (2π) spowodowało powstanie drastycznie różnego obrazu stacjonarnej fali uderzeniowej. Dla kolapsu rdzenia bez rotacji zaobserwowano narastanie modu z $l=1$, przy czym kierunek spontanicznego łamania symetrii był losowy. Dla rdzenia rotującego najszybciej narastał mod z $l=2$, preferując oś rotacji. Zjawiska te zostały potwierdzone w symulacjach 3D, z tą różnicą, że kierunek narastania niestabilności podlega „precesji”, a za frontem pojawiają się wiry [30].

Wyniki te pokazują, że w typowej supernowej, SASI generuje 2 klasy asymetrii.

- 1) $l=1$ w którym materia zostaje wyrzucona w jedną stronę, prawdopodobnie w losowym kierunku
- 2) $l=2$ w którym materia jest wyrzucana prawie symetrycznie w obie strony zgodnie z osią rotacji

Zachowanie w konkretnym przypadku ma charakter chaotyczny, aczkolwiek odpowiednio szybka rotacja wymusza asymetrię wzdłuż osi rotacji. Jeżeli wyrzut materii następuje tylko w jedną stronę, powstały pulsar będzie miał

bardzo dużą prędkość skierowaną przeciwnie. Prędkość pulsara będzie znacznie mniejsza w przypadku wyrzutu bipolarnego. Jej wartość zależy bowiem od różnicy pędów materii wyrzucanej w kierunku „północnym” i „południowym”. Automatycznie pojawia się tu bimodalny rozkład prędkości pulsarów [29], w zależności czy zostały wyrzucone w niestabilności z $l=1$ czy $l=2$. Wynik ten pokrywa się z danymi obserwacyjnymi. Nieco zaskakującym wnioskiem wynikającym z powyższych rozważań, jest zależność prędkości wyrzutu od rotacji. Okazuje się, że największe prędkości są osiągane w przypadku bez momentu pędu, gdyż właśnie wtedy najszybciej narasta niestabilność SASI. Warto dodać, że uzyskane przez grupę z MPA Garching obliczenia prędkości pulsarów miały charakter post-processing-u danych uzyskanych w symulacji z gwiazdą neutronową o nieskończonej masie umocowaną w początku układu współrzędnych. Prędkość pulsara wynika więc wyłącznie z zasady zachowania pędu, co oczywiście nie umniejsza wagi uzyskanych wyników. Dzięki temu udało się przeanalizować dużą ilość przypadków i uzyskać zadziwiająco dużą w tej dziedzinie próbkę statystyczną wybuchów supernowych. Autorzy pracy [29] mówią wręcz o „zespole statystycznym” (ang. *ensemble*) supernowych w 2D. Jest to kolejny znak rosnącej mocy obliczeniowej komputerów i efektywności algorytmów.

4. Wnioski na przyszłość

Bardzo wiele czynników wskazuje na dominującą rolę symulacji w dwóch i trzech wymiarach w zrozumieniu najważniejszych zjawisk astrofizycznych: supernowych. Możemy spodziewać się dalszego wzrostu znaczenia prac opartych o „turbulentne” symulacje wielowymiarowe. Astrofizyka XXI wieku będzie zapewne nauką w ogromnym procencie opartą zaawansowane techniki numeryczne i moc obliczeniową komputerów. Prace te są blisko powiązane z bardziej „przyziemnymi” zagadnieniami jak symulacje pogody i klimatu, przepływy geofizyczne, wybuchy pyłów węglowych czy plazmy w reaktorach termojądrowych. W sytuacji, gdy ten sam (lub podobny) algorytm opisuje zjawisko ziemskie i astrofizyczne pojawia się możliwość udoskonalenia obliczeń opierając się o dane eksperymentalne. Z drugiej strony, wybuchy supernowych umożliwiają zastosowanie sprawdzonych w warunkach ziemskich metod w ekstremalnych warunkach, które nigdy nie będą dostępne w laboratorium. To dwustronne oddziaływanie pozwala na upewnienie się, że nasze rozumienie Wszechświata jest spójne i poprawne.

W przyszłości sprawdzone metody obliczeniowe pozwolą z pewnością wykonać kolejny krok do przodu: postęp naukowy na drodze symulacji komputerowych. Nie będzie to już tylko mozolne odtwarzanie znanych procesów, ale faktyczne odkrywanie nowych, nieznanych wcześniej zjawisk. Wyobraźmy sobie np. badacza na odległej planecie próbującego opisać atmosferę ziemską. Zapewne bez problemu stworzy model sferycznie symetryczny i poprawnie opíše np. zależność gęstości powietrza od wysokości. Aby jednak przewidzieć, że na Ziemi występują huragany, burze z wyładowaniami czy tornada będzie potrzebował ogromnej wiedzy na temat obliczeń numerycznych i mocy obliczeniowej. Naukowcy tworzący złożone symulacje wierzą, że będą w stanie odkrywać „tornado wewnątrz supernowych”. W rzeczywistości, podejście to już zaowocowało pierwszymi sukcesami. Wymienię tylko dwa: model akustyczny wybuchu supernowej implozyjnej [31-33] oraz grawitacyjnie związaną detonację (GCD / DFD) [34-36] dla wybuchu termojądrowego. W obydwóch przypadkach mamy do czynienia z całkowicie nowym obrazem zjawiska supernowej powstałym w całości w wyniku symulacji komputerowej. Nie są mi znane żadne wcześniejsze prace, które przynajmniej zasugerowałyby możliwość podobnego przebiegu wybuchu supernowej implozyjnej i termojądrowej. Jest zbyt wcześnie, aby mówić o zgodności tych modeli z obserwacjami, ale pierwsze analizy pod tym kątem wyglądają zachęcająco.

Model akustyczny powstał w wyniku dosyć typowej symulacji supernowej, z kilkoma istotnymi usprawnieniami. Po pierwsze, protogwiazda neutronowa nie była traktowana w żaden wyróżniony sposób. W zasadzie był to tylko pewien obszar przestrzeni o dużej gęstości, który mógł dowolnie zmieniać kształt i położenie. Teoretycznie, w tego typu symulacji gwiazda neutronowa może zostać automatycznie „wyrzucona” z dowolną prędkością; nie potrzebne jest późniejsze „przetwarzanie” wyników symulacji. Gwiazda neutronowa może oczywiście również oscylować wokół położenia równowagi – fakt ten okazał się najistotniejszy. Symulacja była prowadzona w pełnym kącie bryłowym, aby umożliwić narastanie SASI. Zastosowano bardzo dokładne algorytmy obliczające newtonowskie siły grawitacyjne, umożliwiające śledzenie nie tylko akrecji na obiekt centralny ale również samoodziaływanie zaburzeń. Wszystko to wygląda typowo, więc nie dziwi tryumfalny wstęp do pracy opisującej zaskakujące wyniki symulacji [32]. Fala uderzeniowa wkrótce po narodzinach w kolapsie grawitacyjnym zatrzymuje się usiłując przedrzeć się pod prąd spadającej materii gwiazdy. Zwykle oznacza to porażkę mechanizmu eksplozji. Okazało się jednak, że uwolniona gwiazda neutronowa wpada w niezwykle silne drgania, generujące gigantyczny strumień fal akustycznych. Drgania te są napędzane strumieniem akreującej materii spadającej asymetrycznie (na skutek niestabilności SASI), podczas gdy dźwięk jest emitowany na antypodach. Fale akustyczne są pochłaniane (wbudowują się) w fali uderzeniowej, która jest „rewitalizowana” i ostatecznie „rozrywa” gwiazdę. Mechanizm wygląda na pracujący dla praktycznie każdej typowej supernowej.

Model GCD (ang. *gravitationally confined detonation*) jest kolejnym przykładem odkrycia dokonanego w toku symulacji. Polski naukowiec Tomasz Plewa wraz z kolegami zadali sobie pytanie co dzieje się z białym karłem, w którym zapłon reakcji termojądrowych następuje w pojedynczym punkcie, poza centrum. W symulacji

zaobserwowano ogromny płonący bąbel, który błyskawicznie na skutek siły wyporu wypływa na powierzchnię, gdzie reakcje gasną. Wybuch był zbyt słaby, aby rozerwać gwiazdę, o wybuchu supernowej nie wspominając. Opracowany m.in. przez nich kod [38] pozwalał jednak na dalsze śledzenie losu „nieudanej supernowej”. „Fala tsunami” powstała w wyniku pęknięcia bąbla obiega powierzchnię białego karła ogniskując się na antypodach. Sprężenie materii było na tyle silne, że zainicjowało detonację. Fala detonacyjna w ułamku sekundy wypaliła pozostałe paliwo węglowo-tlenowe, ostatecznie prowadząc do rozerwania gwiazdy i supernowej Ia. Obliczenia te, oryginalnie wykonane w dwóch wymiarach, zostały ostatnio potwierdzone w spektakularnych⁴ symulacjach 3D [37]. Pierwsze analizy sugerują, że zgodność z obserwacjami jest nie gorsza niż „dofitowanego” modelu W7 [35b]. Model DFD nie posiada żadnych swobodnych parametrów fizycznych poza położeniem i rozmiarem początkowego bąbla (miejsca zapłonu).

Jeżeli te symulacyjne odkrycia (model akustyczny i GCD/DFD) zostaną potwierdzone, będzie to oznaczało przełomowy moment: numeryczna hydrodynamika w astrofizyce stanie się nie tylko narzędziem ułatwiającym zrozumienie znanych obiektów, ale również drogą do odkrywania całkowicie nowych zjawisk.

Praca została wykonana w ramach grantu MniI 1 P03D 005 28.

REFERENCJE

- [1] W. Baade, F. Zwicky, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **20** (1934) 254.
- [2] S. Chandrasekhar, *The Maximum Mass of Ideal White Dwarfs*, Astrophysical Journal 74 (1931), pp. 81–82.
- [3] F. Hoyle, W. A. Fowler, ApJ, **132** (1960) 565.
- [4] Colgate S A & White R H. *The hydrodynamic behavior of supernovae explosions*. ApJ. **143** 626-81, 1966
- [5] A. Gal-Yam, korespondencja prywatna
- [6] D. Arnett, J. N. Bahcall, R. Kirshner and S. E. Woosley, SN1987A, ARA&A **27** (1989) 629-700
- [7] Ph. Podsiadlowski, konf. "20 years after SN1987A"
- [8] Phillips M. M. , *The absolute magnitudes of Type Ia supernovae* , Astrophysical Journal, Part 2 - Letters (ISSN 0004-637X), vol. 413, no. 2, p. L105-L108.
- [9a] S. Perlmutter, et al., *Measurements of Omega and Lambda from 42 High-redshift Supernovae*, ApJ 517 565-586.
- [9b] A. Riess, et al., *Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant*, A. J. **116** 1009-1038.
- [10] http://en.wikipedia.org/wiki/Unsolved_problems_in_physics
- [11] <http://www.lcse.umn.edu/research/lanlrun/text.html>
- [12] T. Plewa, E. Müller, *AMRA: An Adaptive Mesh Refinement hydrodynamic code for astrophysics*, Computer Physics Communications, Volume 138, Issue 2, p. 101-127.
- [13] A. M. Khokhlov, *Propagation of Turbulent Flames in Supernovae*, Apj, **449** (1995) 695.
- [14a] J. B. Bell, M. S. Day, C. A. Rendleman, S. E. Woosley, and M. A. Zingale, *Adaptive low Mach number simulations of nuclear flame microphysic*, LBNL Report 52395, J. Comp. Phys, **195**, 677-694, 2004
- [14b] J. B. Bell, M. S. Day, C. A. Rendleman, S. E. Woosley, and M. A. Zingale, *Direct Numerical Simulations of Type Ia Supernovae Flames I: The Landau-Darrieus Instabilit*, LBNL Report LBNL-54088, Astrophysical Journal, **606**, 1029-1038, 2004.
- [14c] J. B. Bell, M. S. Day, C. A. Rendleman, S. E. Woosley, and M. A. Zingale, *Direct Numerical Simulations of Type Ia Supernovae Flames II: The Rayleigh-Taylor Instability*, LBNL Report 54300, Astrophysical Journal, **608**, 883-906, 2004.
- [14d] M. Zingale, S. E. Woosley, C.A. Rendleman, M. S. Day, and J. B. Bell, *Three-dimensional Numerical Simulations of Rayleigh-Taylor Unstable Flames in Type Ia Supernovae*, LBNL Report LBNL-56966
- [15a] <http://seesar.lbl.gov/ccse/Research/SNae/index.html#RT>
- [15b] <http://astro.sunysb.edu/mzingale/research/>
- [16] Zingale, M., Woosley, S. E. Rendleman, C. A., Day, M. S., Bell, J. B. 2006, ApJ, 632, 1021
- [17] Zingale, M., Woosley, S. E., Bell, J. B., Day, M. S., & Rendleman, C. A. 2005, Proceedings of SciDAC 2005, Journal of Physics: Conference Series, 16, 405
- [18] Ju Zhang, O. E. Bronson Messer, Alexei M. Khokhlov, and Tomasz Plewa *On the Evolution of Thermonuclear Flames on Large Scales* The Astrophysical Journal, volume 656, part 1 (2007), pages 347–365
- [19] Blondin, J. M., Mezzacappa, A., & DeMarino, C. 2003, ApJ, 584, 971
- [20] Blondin, J. M., & Mezzacappa, A. 2006, ApJ, 642, 401
- [21] Foglizzo, T., & Tagger, M. 2000, A&A, 363, 174
- [22] Foglizzo, T. 2001, A&A, 368, 311
- [23] Foglizzo, T. 2002, A&A, 392, 353
- [24] Foglizzo, T., Galletti, P., & Ruffert, M. 2005, A&A, 435, 397
- [25] Foglizzo, T., Galletti, P., Scheck, L., & Janka, H.-Th. 2007, ApJ, 654, 1006
- [26] Buras, R., Janka, H.-Th., Rampp, M., & Kifonidis, K. 2006, A&A, 457, 281
- [27] Buras, R., Rampp, M., Janka, H.-Th., & Kifonidis, K. 2006, A&A, 447, 1049

4 Godne uwagi animacje i wykresy można znaleźć na stronie: <http://flash.uchicago.edu/~jbgallag/>

- [28] A. Odrzywolek, M. Kutschera, M. Misiąszek, K. Grotowski, *Core-Collapse Supernova Mechanism --- Importance of Rotation*, Acta Physica Polonica B Vol. 34, No. 5, May 2003, page 2791
- [29] Scheck, L.; Kifonidis, K.; Janka, H.-Th.; Müller, E., *Astronomy and Astrophysics*, Volume 457, Issue 3, October III 2006, pp.963-986
- [30] John M. Blondin and Anthony Mezzacappa *Nature* **445**, 58-60 (4 January 2007)
- [31] Burrows, A.; Livne, E.; Dessart, L.; Ott, C. D.; Murphy, J. *Features of the Acoustic Mechanism of Core-Collapse Supernova Explosions* *The Astrophysical Journal*, Volume 655, Issue 1, pp. 416-433.
- [32] Burrows, A.; Livne, E.; Dessart, L.; Ott, C. D.; Murphy, J. , *A New Mechanism for Core-Collapse Supernova Explosions* *The Astrophysical Journal*, Volume 640, Issue 2, pp. 878-890.
- [33] Burrows, A.; Livne, E.; Dessart, L.; Ott, C. D.; Murphy, J. , *An acoustic mechanism for core-collapse supernova explosions* *New Astronomy Reviews*, Volume 50, Issue 7-8, p. 487-491.
- [34] T. Plewa, A. C. Calder, and D. Q. Lamb. 2004. *Type Ia supernova explosion: gravitationally confined detonation.*, *Astrophys. J.*, 612: 37-40.
- [35a] Plewa, T., *Detonating Failed Deflagration model of thermonuclear supernovae I. Explosion dynamics*, 2007, *ApJ*, 657, 942
- [35b] Kasen, D., & Plewa, T., --- *II. Comparison to observations*, 2007, *ApJ*, in press
- [36] Robert Irion, *SciDAC Review*, ISSUE 4 SUMMER 2007, *Computing the DETONATION of a White Dwarf Star*, <http://www.scidacreview.org/0702/html/flash.html>
- [37] G. C. Jordan et al. (in press). *Three-dimensional simulations of the deflagration phase of the gravitationally confined detonation model of Type Ia supernovae.*, *Astrophys. J.* <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0703573>
- [38] <http://flash.uchicago.edu/website/home/>