



UMCS

**UNIWERSYTET MARII CURIE-SKŁODOWSKIEJ
W LUBLINIE**

Szkoła Doktorska Nauk Ścisłych i Przyrodniczych

Dziedzina: Nauki fizyczne

Dyscyplina: Fizyka teoretyczna

Robert Niedziela

nr albumu: 269593

**Symulacje numeryczne dwu płynowych fal w
częściowo zjonizowanej atmosferze Słońca**

**Numerical simulations of two-fluid waves in the partially
ionized solar atmosphere**

Rozprawa doktorska przygotowywana pod kierunkiem naukowym
prof. dr hab. Krzysztofa Murawskiego

w Instytucie Fizyki

LUBLIN, 2024

Spis treści

1	Wstęp	5
2	Motywacja i cel badań	7
3	Organizacja pracy	9
4	Budowa atmosfery Słońca	10
4.1	Fotosfera	10
4.2	Chromosfera	11
4.2.1	Ogrzewanie chromosfery	12
4.3	Korona słoneczna	13
4.3.1	Ogrzewanie korony	14
4.4	Wiatr słoneczny	14
4.4.1	Problem powstawania i przyspieszania wiatru słonecznego	15
5	Modele plazmy	18
5.1	Model cząsteczkowy	18
5.2	Model kinetyczny	19
5.3	Model dwupłynowy	20
5.4	Model magnetohydrodynamiczny	23
6	Fale magnetohydrodynamiczne	25
6.1	Fale w ośrodku jednorodnym	25
6.1.1	Mod entropii	26

6.1.2	Fale Alfvéna	26
6.1.3	Szybkie i powolne fale magnetoakustyczne	27
6.2	Fale w grawitacyjnie uwarstwionej atmosferze Słońca	28
6.2.1	Fale akustyczne i równanie Kleina-Gordona	28
6.2.2	Wewnętrzne fale grawitacyjne	29
7	Fale dwupłynowe	32
8	Kod numeryczny JOANNA - główne narzędzie badań	35
9	Wyniki badań numerycznych	37
9.1	Impulsowo generowane dwupłynowe fale magnetoakustyczne	37
9.2	Impulsowo generowane dwupłynowe wewnętrzne fale magnetoakustyczno-grawitacyjne	38
9.3	Wymuszone powolne fale magnetoakustyczne w chromosferze z realistycznym modelem jonizacji	41
9.4	Fale generowane przez granulację z dywanem magnetycznym	44
10	Wnioski i podsumowanie badań	47
	Literatura	49

Podziękowania

Szczególne podziękowania pragnę skierować do dwóch osób, które w trakcie doktoratu miały na mnie ogromny wpływ na różnych płaszczyznach. Na początku chciałbym wyrazić wdzięczność mojej dziewczynie Darii, za cierpliwość i wsparcie emocjonalne w ciągu ostatnich dwóch lat. Serdeczne podziękowania kieruję także do mojego promotora, prof. dr hab. Krzysztofa Murawskiego, bez którego ta rozprawa nie mogłaby powstać. Jego doświadczenie i cenne wskazówki były kluczowe dla mojego rozwoju naukowego i umożliwiły mi pokonanie wielu trudności. Jestem dozgonnie wdzięczny za ostatnie sześć lat współpracy, które obejmowały moje studia inżynierskie, magisterskie oraz doktoranckie.

Rozdział 1

Wstęp

Jednym z głównych problemów heliofizyki jest ogrzewanie zewnętrznych warstw atmosfery słonecznej. Zjawisko to dotyczy nieoczekiwanie wysokich temperatur w chromosferze i koronie Słońca. Temperatury te przekraczają milion stopni kelwina (K). Pierwszą koncepcją na rozwiązanie tego problemu była falowa teoria ogrzewania korony [1]. Teoria ta zakładała, że energia przenoszona jest z niższych warstw przez fale magnetohydrodynamiczne (MHD), które ulegają dyssypacji w chromosferze i koronie. Inna próba wyjaśnienia ogrzewania chromosfery i korony polegała na uwzględnieniu rekoneksji magnetycznej [2]. Jest to zjawisko występujące, gdy przeciwstawne linie pola magnetycznego zbliżają się do siebie, co prowadzi do zmiany układu linii pola magnetycznego i uwolnienia ogromnej ilości energii. Niestety, pomimo wielu postępów w zrozumieniu ogrzewania chromosfery i korony słonecznej, problem ten nadal nie został w pełni rozwiązany.

Wiatr słoneczny jest strumieniem plazmy składającym się z elektronów, protonów i cząstek alfa, które są wyrzucane w przestrzeń kosmiczną. Ze względu na jego prędkości, wiatr słoneczny możemy podzielić na dwie kategorie: szybki wiatr słoneczny, który osiąga prędkość rzędu 500 – 800 km/s w pobliżu orbity Ziemi, i powolny wiatr słoneczny poruszający się z prędkością około 400 – 500 km/s. Szybki wiatr słoneczny pochodzi głównie z rejonów z otwartymi liniami pola magnetycznego, które są charakterystyczne dla dziur koronalnych. Natomiast powolny wiatr słoneczny jest emitowany z obszarów w pobliżu równika słonecznego, gdzie pole magnetyczne tworzy w zasadzie zamknięte struktury. Pomimo wysokiej temperatury w koronie Słońca, która umożliwia cząsteczkom uzyskanie energii pozwalającej

na przewyższenie grawitacji gwiazdy, wciąż nie wiemy dokładnie, dlaczego wiatr słoneczny osiąga tak wysokie prędkości.

Rozdział 2

Motywacja i cel badań

Celem niniejszej rozprawy jest zbadanie wpływu fal dwupłynowych na ogrzewanie atmosfery słonecznej i generację wypływów plazmy. W tym celu przeprowadzono symulacje numeryczne w częściowo zjonizowanej, grawitacyjnie uwarstwionej atmosferze Słońca. Procesy falowe, będące istotnym mechanizmem transportu energii, były szeroko badane z wykorzystaniem jednopłynowego modelu MHD [3–5]. Przybliżenie to jest poprawne dla skal czasowych dłuższych, niż czasy zderzeń jonowo-neutralnych. Jednakże w chromosferze, gdzie plazma jest częściowo zjonizowana i konieczne jest uwzględnienie interakcji między jonami i neutralami, model jednopłynowy jest niewystarczający [6]. Stąd do realistycznego opisu plazmy w chromosferze wymagane jest wykorzystanie modelu dwupłynowego. W kontekście dostarczania energii do wyższych warstw atmosfery słonecznej kluczowe jest badanie procesu termalizacji fal dwupłynowych w wyniku zderzeń jonowo-neutralnych.

Aby dokładnie zbadać procesy ogrzewania chromosfery i generowania wypływów plazmy, przeanalizowano fale powstające pod wpływem różnych czynników. Uwzględniono fale generowane przez pojedynczy impuls, oscylator harmoniczny i zjawisko granulacji. Jest to istotne, ponieważ wpływa na częstotliwość generowanych fal, a model dwupłynowy sprawdza się najlepiej przy opisie fal o krótkich okresach. Ma to również znaczenie dla możliwości rozchodzenia się tych fal, ponieważ tylko fale o okresach krótszych, niż okres odcięcia mogą swobodnie penetrować atmosferę słoneczną [7]. Stąd w badaniach przedstawiono periodogramy uzyskanych fal i porównano je z danymi obserwacyjnymi.

Do przeprowadzenia symulacji zastosowano kod JOANNA, który wykorzystano do nu-

merycznego rozwiązania równań dwupłynowych, uwzględniając przy tym człony nieadiabatyczne i nieidealne.

Rozdział 3

Organizacja pracy

Niniejsza rozprawa doktorska bazuje na badaniach własnych, których wyniki opublikowano w artykułach naukowych. W czwartym rozdziale dysertacji zaprezentowano strukturę Słońca ze szczególnym uwzględnieniem jego atmosfery i wiatru słonecznego. Następnie omówiono modele plazmy, by w kolejnej części przedstawić fale MHD rozchodzące się w ośrodku jednorodnym i grawitacyjnie uwarstwionym. W rozdziale 7 zaprezentowano szczególnie istotne z punktu widzenia niniejszej pracy fale dwupłynowe. Kolejny fragment rozprawy został poświęcony używanemu kodowi numerycznemu JOANNA. W następnej części dysertacji przedstawiono uzyskane wyniki badań numerycznych. Praca zakończona jest podsumowaniem i przeglądem literatury. Do rozprawy dołączono opublikowane i wysłane do publikacji artykuły.

Lista publikacji

1. **Niedziela, R.**, Murawski, K., & Poedts, S. 2021, A&A, 652, A124
2. **Niedziela, R.**, Murawski, K., Kadowaki, L., Zaqarashvili, T., & Poedts, S. 2022, A&A, 668, A32
3. **Niedziela, R.**, Murawski, K., & Poedts, S. 2024, A&A, przyjęty do druku
4. **Niedziela, R.**, Murawski, K., & Srivastava, A.K., 2024, MNRAS, w recenzji

Rozdział 4

Budowa atmosfery Słońca

4.1 Fotosfera

Najniższa warstwa atmosfery Słońca, nazywana fotosferą, rozciąga się na wysokość 0.5 Mm (Rys. 4.1). W dolnej części fotosfery temperatura wynosi około 5600 K, a w miarę wzrostu wysokości spada do około 4300 K w górnej warstwie. Jest to jednocześnie najniższa temperatura obserwowana w atmosferze Słońca. Mając na uwadze względnie niską temperaturę, fotosfera jest obszarem o niskim stopniu jonizacji. Badania pokazują, że przypada tu około 10^4 cząstek neutralnych na jon [8].

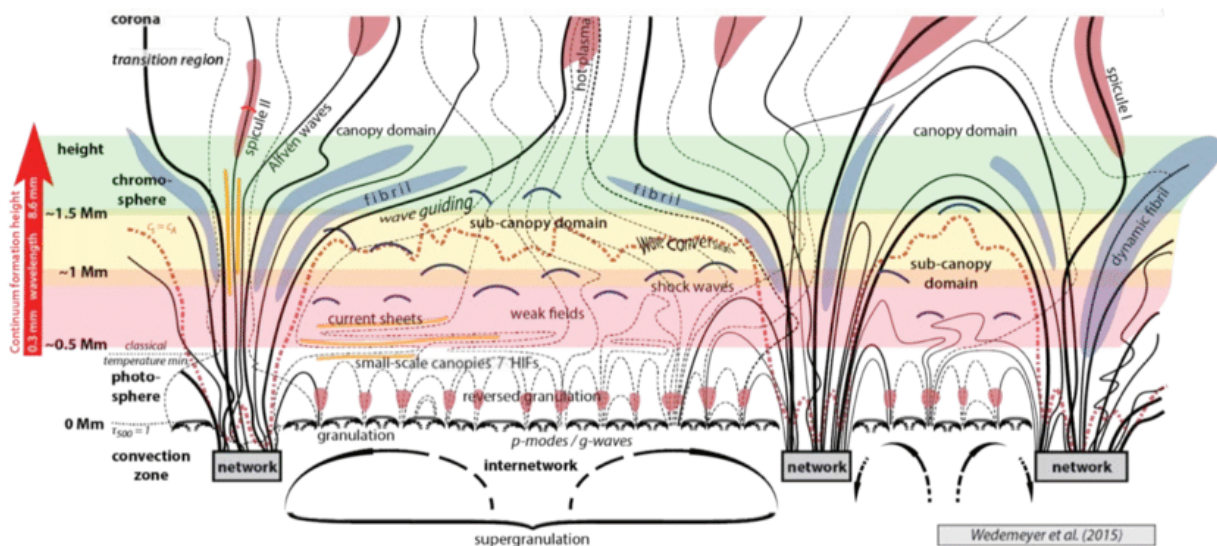
Jednym z ważnych parametrów determinującym dynamikę zjawisk w atmosferze słonecznej jest współczynnik plazmowy beta

$$\beta = \frac{p}{p_{\text{mag}}} = \frac{p}{\frac{B^2}{2\mu}}, \quad (4.1)$$

gdzie p jest ciśnieniem, B polem magnetycznym, a μ przenikalnością magnetyczną.

Współczynnik ten określa iloraz ciśnienia gazu p i ciśnienia magnetycznego p_{mag} w plazmie. W fotosferze w zasadzie $\beta \gg 1$, co oznacza, że p dominuje nad p_{mag} , przez co $-\nabla p$ ma większy wpływ na ruch plazmy, niż siła Lorentza. W rurach magnetycznych umiejscowionych w fotosferze $\beta < 1$.

Jednym z charakterystycznych obiektów występujących na powierzchni Słońca są granule (Rys. 4.1). Ich średnie rozmiary mierzą około 1 Mm. Granule powstają poprzez niestabilności



Rysunek 4.1: Struktura atmosfery słonecznej w obszarze spokojnego Słońca [9].

konwekcyjne, które powodują wznoszenie się gorącej plazmy obserwowanej w centralnych obszarach granul, a opadająca chłodniejsza plazma znajduje się w przestrzeniach między nimi. Innymi obiektami występującymi w fotosferze są supergranule stanowiące zbiorowiska granul (Rys. 4.1). Rozmiary supergranul wynoszą około 30 Mm [10]. Szeroko obserwowane są tutaj również plamy słoneczne. Są to obszary o silnym polu magnetycznym (2.5 – 4 kG) i niższej o około 2000 K temperaturze w porównaniu do otaczającej je materii, z czego wynika ich ciemniejszy kolor [11].

4.2 Chromosfera

Powyżej fotosfery rozprzestrzenia się chromosfera, która ma grubość wynoszącą około 1.5 Mm. Jest to dynamiczna warstwa, w której zachodzi wiele zmian właściwości fizycznych. W obszarze tym temperatura rośnie wraz z wysokością, osiągając około 7000 K w górnej części warstwy. Ze względu na zmianę temperatury zmienia się również stopień jonizacji, gdzie plazma z częściowo zjonizowanej w dolnej części staje się niemalże w pełni zjonizowana w górnych warstwach chromosfery [12]. Wraz z wysokością zmniejsza się częstotliwość zderzeń między różnymi cząstkami. W chromosferze, w zależności od pola magnetycznego, wartości β mogą być zbliżone do jedności, co oznacza, że zarówno ciśnienie magnetyczne, jak i ciśnienie

gazu mają porównywalny wpływ na dynamikę plazmy.

W warstwie tej obserwujemy dynamiczne procesy, które mają znaczący wpływ na występujące tu zjawiska. Jednym z takich zjawisk są spikule (Rys. 4.1). Są to wąskie strumienie plazmy wyrzucane z chromosfery z prędkością około $10 - 40 \text{ km s}^{-1}$ na wysokość do 10 Mm [13]. Czas życia spikul wynosi od 10 do 20 min. Jednak pomimo krótkiej żywotności, spikule odgrywają istotną rolę w transporcie masy i energii między fotosferą a koroną.

4.2.1 Ogrzewanie chromosfery

Aby utrzymać wysoką temperaturę chromosfery, konieczne są dodatkowe źródła ogrzewania, które zrekompensują straty energii wynikające z promieniowania. Straty te wahają się od 4 kWm^{-2} w spokojnych obszarach Słońca do 20 kWm^{-2} w aktywnych regionach [14]. Procesy odpowiedzialne za ogrzewanie można sklasyfikować na dwie grupy: (a) dyssypacja energii fal MHD, (b) uwalnianie ciepła związane z rekoneksją magnetyczną.

Pierwsza koncepcja zakładała ogrzewanie chromosfery przez fale akustyczne [15, 16]. Jedne z ostatnich badań obserwacyjnych wykazały, że straty energii w środkowej chromosferze mogą być skompensowane w obszarach spokojnego Słońca przez strumień energii fal akustycznych. Jednakże w górnej chromosferze ilość tej energii jest mniejsza w porównaniu do strat wynikających z promieniowania [17]. Z kolei inne badania przedstawiają, że fale akustyczne są w stanie przenosić energię o wartości około $1 - 2 \text{ kWm}^{-2}$ w środkowej chromosferze, co jest niewystarczającą wartością nawet w rejonach spokojnego Słońca [18].

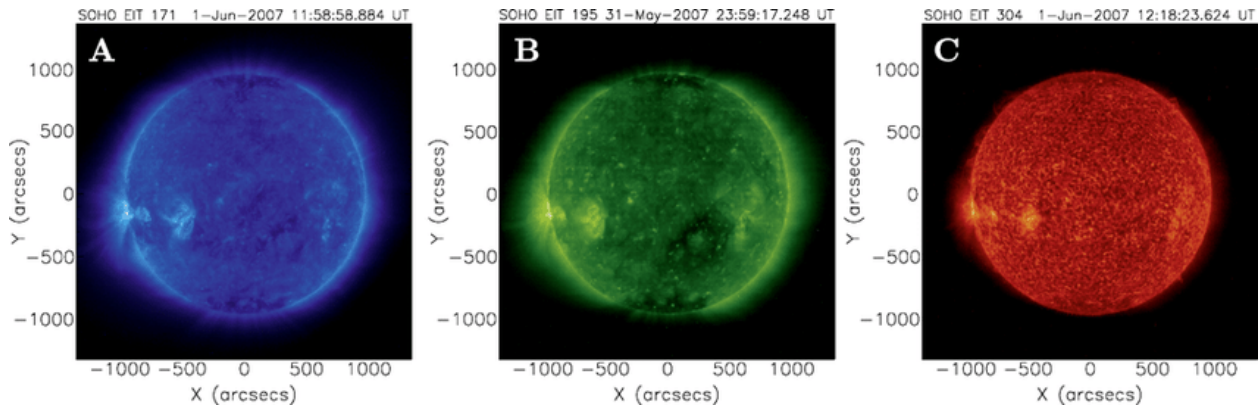
Inny mechanizm ogrzewania chromosfery związany jest ze zderzeniami jonowo-neutralnymi, które prowadzą do tłumienia fal [19]. Oszacowania dotyczące współczynnika ogrzewania związane z tym procesem, sugerują, że może on generować wystarczającą ilość ciepła, aby zrekompensować straty radiacyjne występujące na niskich wysokościach w atmosferze słonecznej [20].

Niestety, pomimo wielu lat badań, wciąż nie ma ogólnie przyjętego modelu transportu energii odpowiedzialnego za wzrost temperatury w chromosferze.

4.3 Korona słoneczna

Warstwę, która oddziela chromosferę od gorącej korony, nazywamy obszarem przejściowym. Pomimo swojej niewielkiej grubości wynoszącej około 100 km, obszar przejściowy charakteryzuje się gwałtownym wzrostem temperatury od około $4 \cdot 10^4$ K do $2.2 \cdot 10^5$ K [21].

Najwyższą warstwą atmosfery słonecznej jest korona (Rys. 4.1), która rozciąga się na umowną wysokość 2 - 3 promieni Słońca. Jest to najgorętsza część atmosfery, gdzie temperatura wzrasta do średnio 1 - 3 MK [22]. Pomimo wielu lat badań problem ogrzewania korony słonecznej pozostaje jedną z największych zagadek heliofizyki. Tak wysoka temperatura powoduje, że plazma w koronie jest w zasadzie całkowicie zjonizowana. Ciśnienie magnetyczne zaczyna dominować w koronie, w wyniku czego $\beta \ll 1$. W warunkach tych, siły magnetyczne odgrywają istotną rolę w kształtowaniu dynamiki plazmy, co jest szczególnie widoczne w postaci zjawisk magnetycznych, takich jak pętle koronalne. Korona słoneczna jako wysoko ustrukturyzowana warstwa może być obserwowana w różnych długościach fal elektromagnetycznych, co ujawnia jej złożoną budowę (Rys. 4.2).



Rysunek 4.2: Obrazy z sondy SOHO/EIT wykonane dla różnych długości fali. (A) 171 Å, (B) 195 Å, (C) 304 Å [23].

Pętle koronalne stanowią jedną z podstawowych struktur magnetycznych obserwowanych w koronie Słońca. Struktury te zawierają zjonizowaną plazmę zamkniętą w liniach pola magnetycznego, które tworzą łukowaty kształt. Kolejnymi szeroko obserwowanymi zjawiskami w koronie są dziury koronalne. Widoczne są one jako ciemniejsze obszary w koronie słonecznej i charakteryzują się niższą gęstością i temperaturą plazmy w porównaniu do otaczającej

ją atmosfery. W rejonach tych linie pola magnetycznego są otwarte, pozwalając cząsteczkom na ucieczkę w przestrzeń kosmiczną. Stąd dziury koronalne są źródłem szybkiego wiatru słonecznego [24].

4.3.1 Ogrzewanie korony

Ogrzewanie korony słonecznej pozostaje nierozwiązanym problemem pomimo kilku dekad badań. Podobnie jak w przypadku chromosfery, mechanizmy ogrzewania korony możemy podzielić na te związane z rekoneksją magnetyczną [25] i te wynikające z dyssypacji fal MHD [26].

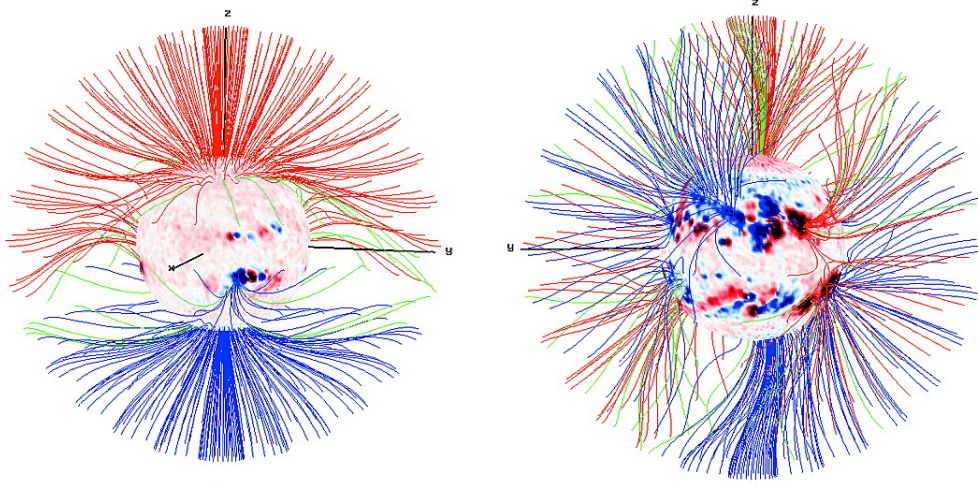
Ruchy konwekcyjne na powierzchni Słońca generują zaburzenia, które przenoszą się do korony słonecznej w postaci fal MHD. Wśród fal biorących udział w ogrzewaniu wyróżniamy głównie powolne i szybkie fale magnetoakustyczne oraz fale Alfvéna. Spośród wspomnianych procesów, ogrzewanie przez fale Alfvéna jest szczególnie efektywnym mechanizmem, ponieważ fale te skutecznie rozchodzą się w koronie i przenoszą dużą ilość energii [27], która ogrzewa plazmę. Wraz z rozwojem narzędzi badawczych odnotowano wzrost obserwacji fal w zakresie miękkiego promieniowania rentgenowskiego i skrajnego nadfioletu, które interpretowano jako fale MHD w koronie słonecznej.

Badacze są zgodni co do tego, że mechanizmy ogrzewania korony mają naturę magnetyczną, a źródłem energii są ruchy plazmy zachodzące na powierzchni Słońca. Energia jest następnie transportowana do wyższych warstw atmosfery słonecznej, gdzie ulega dyssypacji. Jednak dokładne procesy fizyczne i ich wkład w ogrzewanie korony pozostają nieznane.

4.4 Wiatr słoneczny

Wiatr słoneczny jest strumieniem plazmy wyrzucanym z korony w przestrzeń kosmiczną. Różne obszary Słońca generują wiatr o różnej prędkości i gęstości masy. Dziury koronalne są źródłem szybkiego wiatru słonecznego, który osiąga prędkości rzędu $500 - 800 \text{ km s}^{-2}$ w okolicach Ziemi [28]. W trakcie minimum słonecznego, ze względu na dużą ilość otwartych linii pola magnetycznego na biegunach Słońca, obszary te charakteryzują się wysoką koncentracją dziur koronalnych i to właśnie w tych regionach głównie generowany jest szybki

wiatr słoneczny (Rys. 4.3). W płaszczyźnie równikowej, gdzie dominują zamknięte linie pola magnetycznego, najczęściej występującym typem wiatru słonecznego jest wiatr powolny o prędkości około 400 km s^{-2} w odległości 1 AU [29]. Podczas maksimum słonecznego, źródła powolnego i szybkiego wiatru słonecznego nie są już tak wyraźnie od siebie rozróżnione, a struktura źródeł jest bardziej złożona [30].



Rysunek 4.3: Otwarte linie pola magnetycznego między fotosferą a powierzchnią źródłową podczas minimum słonecznego (lewo) i maksimum słonecznego (prawo). Pola wychodzące są zaznaczone na czerwono, pola wchodzące na niebiesko, a heliosferyczna warstwa prądowa na zielono [30].

4.4.1 Problem powstawania i przyspieszania wiatru słonecznego

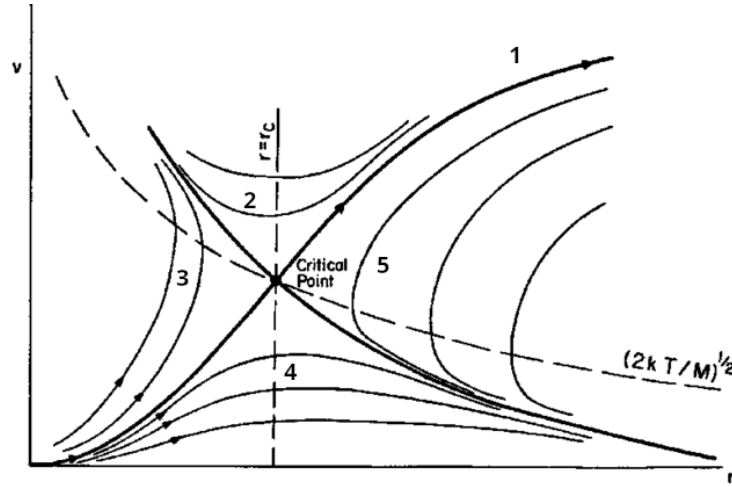
Jak wykazali Sydney Chapman i Harold Zirin, temperatura korony słonecznej rzędu miliona kelwinów powinna powodować niezerowe ciśnienie nawet w nieskończonej odległości od Słońca [31]. Bazując na tym, Eugene Parker opracował model, według którego dla izotermicznego i sferycznie symetrycznego wypływu niezerowe ciśnienie w nieskończonej odległości byłoby większe, niż przewidywane wartości dla ośrodka międzygwiazdowego [32]. Aby obliczyć prędkość wypływu plazmy (v) w funkcji odległości radialnej (r) używamy równania Parkera [32] wynikającego z niezależnych od czasu równań Eulera (dla symetrii osiowej):

$$\left(v - \frac{c_s^2}{v}\right) \frac{dv}{dr} = \frac{2c_s^2}{r} - \frac{GM}{r^2}. \quad (4.2)$$

Całkując powyższe równanie, otrzymujemy

$$\left(\frac{v}{c_s}\right)^2 - \ln\left(\frac{v}{c_s}\right)^2 = 4\ln\left(\frac{r}{r_c}\right) + \frac{4r_c}{r} + C, \quad (4.3)$$

gdzie G jest stałą grawitacyjną, M to masa Słońca, $c_s = \sqrt{\gamma p / \rho}$ oznacza prędkość dźwięku, C jest stałą całkowania, a r_c określa krytyczną odległość, przy której wiatr osiąga prędkość dźwięku.



Rysunek 4.4: Rozwiązania dla wiatru słonecznego o prędkości v w odległości r [33].

Powyższe równanie ma 5 możliwych rozwiązań (Rys. 4.4):

1. rozwiązania typu 3 i 5 mają podwójne wartości prędkości,
2. rozwiązania typu 2 wymagają, aby plazma miała prędkość naddźwiękową dla $r < r_c$, co jest sprzeczne z obserwacjami,
3. rozwiązania typu 4 przewidują poddźwiękowy przepływ dla $r > r_c$, co również jest niezgodne z obserwacjami,
4. rozwiązania typu 1 jako jedyne poprawnie opisują rozwiązanie wiatru słonecznego. Plazma przyspiesza osiągając prędkość naddźwiękową po przekroczeniu odległości $r = r_c$.

Jak wspomniano w poprzednim rozdziale, dziury koronalne są źródłem szybkiego wiatru słonecznego, jednak dokładny mechanizm jego powstawania i przyspieszania pozostaje nie-

znany. Wysoka temperatura korony pozwala cząstkom na przewyciężenie grawitacji Słońca. Aczkolwiek sama temperatura jest niewystarczająca do wytłumaczenia tak dużych prędkości wiatru słonecznego. Oznacza to, że istnieć muszą dodatkowe procesy dostarczające cząsteczkom energię. Istnieją dwa główne rodzaje mechanizmów napędzających wiatr słoneczny. Pierwszy z nich opiera się na modelu falowo-turbulencyjnym, który zakłada, że energia i pęd są przekazywane wiatrowi słonecznemu poprzez fale i turbulencje w otwartych rurach magnetycznych. Model ten jest powszechniej używany w przyspieszaniu szybkiego wiatru słonecznego wychodzącego z dziur słonecznych. Drugi mechanizm zakłada, że cząstki wchodzące w skład wiatru słonecznego przyspieszane są w wyniku uwolnienia energii przez rekoneksje magnetyczne.

Jednym z ostatnich odkryć sondy Parkera (PSP) jest występowanie tzw. zakosów (ang. switchbacks) magnetycznych, które są gwałtownym odchyleniem pola magnetycznego w wietrze słonecznym. Dokładny mechanizm generacji zakosów nie jest znany i pozostaje niewiadomym, czy są one wynikiem fluktuacji rozchodzących się w wietrze słonecznym czy pozostałościami zjawisk zachodzących w koronie słonecznej [34] takich jak np. wyrzuty plazmy. Ze względu na swoją naturę charakterystyczną dla fal Alfvéna [35], zakosy są związane ze wzrostem prędkości plazmy, stąd mogą stanowić istotny wkład w mechanizm przyspieszania wiatru słonecznego.

Badania z wykorzystaniem scyntylacji międzyplanetarnej wykazują, że przyspieszanie powolnego i szybkiego wiatru słonecznego zachodzi w różnych odległościach od Słońca [36]. Największe przyspieszenie w przypadku powolnego wiatru zachodzi w odległości 5 – 10 promieni Słońca (R), ale proces ten jest kontynuowany aż do 25 – 35 R . Obserwacje szybkiego wiatru słonecznego wykazały, że osiąga on około 50 % swojej docelowej prędkości w odległości 4 – 5 R i przyspiesza do swojej niemal ostatecznej prędkości na poziomie 20 R . Występuje również niewielkie, choć nie całkowicie pomijalne, przyspieszenie poza 30 R , które stopniowo maleje na większych odległościach od Słońca [37].

Rozdział 5

Modele plazmy

W zależności od wartości ilorazu średniej drogi swobodnej do długości charakterystycznej, do opisu transportu masy, pędu i energii w plazmie możemy stosować modele cząsteczkowe, kinetyczne i płynowe. W niniejszym rozdziale przedstawiamy podstawy każdego z powyżej wspomnianych opisów.

5.1 Model cząsteczkowy

Przybliżenie cząsteczkowe polega na traktowaniu indywidualnych zachowań wielu cząsteczek w plazmie.

Położenie cząsteczek ($\mathbf{r}_i$) można określić, rozwiązując równania trajektorii, tj.

$$\frac{d\mathbf{r}_i}{dt} = \mathbf{v}_i(t), \quad (5.1)$$

gdzie prędkość cząsteczki $\mathbf{v}_i$ jest określona z drugiej zasady dynamiki Newtona

$$m_i \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \mathbf{F}_i(\{\mathbf{r}_l\}, \{\mathbf{v}_l\}, t), \quad i \neq l. \quad (5.2)$$

Tutaj m_i to masa cząsteczki, a $\mathbf{F}_i$ jest siłą działającą na cząsteczkę, zależną od położenia $\{\mathbf{r}_l\}$ i prędkości $\{\mathbf{v}_l\}$ pozostałych cząsteczek w układzie.

Z powodu ograniczeń mocy obliczeniowej komputerów i ogromnej liczby cząsteczek, metody numeryczne wykorzystujące ten model są niepraktyczne.

5.2 Model kinetyczny

W przypadkach, kiedy średnia droga swobodna cząsteczek jest porównywalna lub większa, niż lokalna skala przestrzenna, plazma jest na tyle rozrzedzona, że konieczne staje się użycie modeli kinetycznych. Jedną ze skali przestrzennych jest długość Debye’a:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon k_B T}{nq}}, \quad (5.3)$$

gdzie ϵ oznacza przenikalność elektryczną ośrodka, k_B jest stałą Boltzmanna, T to temperatura, a n i q są odpowiednio gęstością liczbową i ładunkiem elektrycznym cząsteczki plazmy.

Stan cząsteczki w danym czasie t może być opisany przez wektor wodzący $\mathbf{r} = [\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}]$ i prędkość $\mathbf{v} = [\mathbf{v}_x, \mathbf{v}_y, \mathbf{v}_z]$. Na podstawie powyższych informacji możemy określić funkcję rozkładu zależną od siedmiu argumentów, tj.

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) d\mathbf{v} d\mathbf{r}, \quad (5.4)$$

która zdefiniowana jest jako ilość cząsteczek o prędkościach w zakresie $\langle \mathbf{v}, \mathbf{v} + d\mathbf{v} \rangle$ znajdujących się w przestrzeni $\langle \mathbf{r}, \mathbf{r} + d\mathbf{r} \rangle$ w czasie t . Równanie opisujące ewolucję funkcji rozkładu $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ nazywamy równaniem Własowa [38], które w poniższej formie uwzględnia siłę Lorentza, tj.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0. \quad (5.5)$$

Tutaj q jest ładunkiem elektrycznym cząsteczki, m jego masą, a $\mathbf{E}$ i $\mathbf{B}$ oznaczają odpowiednio natężenie pola elektrycznego i indukcję magnetyczną opisywane przez równania Maxwella.

W przypadku uwzględnienia zderzeń cząstek odpowiednikiem równania Własowa jest

równanie Boltzmanna [39]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{r}} + \frac{q}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c, \quad (5.6)$$

gdzie człon znajdujący się po prawej stronie równania opisuje zmianę funkcji rozkładu f w wyniku zderzeń.

Obliczenia związane z kolizyjnym członem Boltzmanna $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_c$ należą do skomplikowanych [40]. Jednakże często gorącą i rzadką plazmę możemy uznać za bezkolizyjną, w wyniku czego równanie Własowa jest wystarczające do jej opisu.

Równanie Własowa nie jest łatwe do rozwiązania. Wynika to z konieczności jednoczesnego uwzględnienia równań Maxwella, w których wielkości takie jak gęstość ładunku i gęstość prądu $\mathbf{j} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{B}$ opisane są przez funkcję rozkładu, która z kolei ewoluuje zgodnie z równaniem Własowa. Stąd człon zawierający siły w równaniu Własowa jest nieliniowy, a samo równanie może być rozwiązywane analitycznie w zasadzie tylko dla małych zaburzeń, dla których możliwa jest linearyzacja.

5.3 Model dwupłynowy

W chromosferze, gdzie plazma jest częściowo zjonizowana, do jej opisu możemy używać modelu dwupłynowego. W opisie tym plazmę traktujemy jako płyn zawierający:

- zjonizowany płyn składający się z jonów (_i) i elektronów (_e),
- neutralny płyn składający się z cząstek neutralnych (_n).

Płyny te sprzężone są ze sobą w wyniku zderzeń takich jak np. jonowo-neutralne, które stanowią ważny mechanizm ogrzewania chromosfery. Ze względu na małą masę elektronów nie traktujemy ich jako oddzielnego płynu w tym modelu. Równania dwupłynowe możemy

zapisać w formie [41, 42]:

$$\frac{\partial \varrho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_i \mathbf{V}_i) = 0, \quad (5.7)$$

$$\frac{\partial \varrho_n}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_n \mathbf{V}_n) = 0, \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial(\varrho_i \mathbf{V}_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_i \mathbf{V}_i \mathbf{V}_i + p_{ie} \mathbf{I}) = \varrho_i \mathbf{g} + \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \mathbf{S}_m, \quad (5.9)$$

$$\frac{\partial(\varrho_n \mathbf{V}_n)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_n \mathbf{V}_n \mathbf{V}_n + p_n \mathbf{I}) = \varrho_n \mathbf{g} - \mathbf{S}_m, \quad (5.10)$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(E_i + p_{ie} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu} \right) \mathbf{V}_i - \frac{\mathbf{B}}{\mu} (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{B}) \right] = (\varrho_i \mathbf{g} + \mathbf{S}_m) \cdot \mathbf{V}_i + Q_i, \quad (5.11)$$

$$\frac{\partial E_n}{\partial t} + \nabla \cdot [(E_n + p_n) \mathbf{V}_n] = (\varrho_n \mathbf{g} - \mathbf{S}_m) \cdot \mathbf{V}_n + Q_n, \quad (5.12)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}), \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (5.13)$$

$$E_i = \frac{\varrho_i \mathbf{V}_i^2}{2} + \frac{p_{ie}}{\gamma - 1} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu}, \quad E_n = \frac{\varrho_n \mathbf{V}_n^2}{2} + \frac{p_n}{\gamma - 1}. \quad (5.14)$$

Tutaj $\mathbf{I}$ jest macierzą jednostkową, $p_{ie,n}$ oznacza ciśnienie gazu składającego się z jonów + elektronów i neutrali, $\varrho_{i,n}$ to gęstość masowa jonów i cząstek neutralnych, $\mathbf{V}_{i,n}$ jest ich prędkością i $\mathbf{g}$ oznacza przyspieszenie grawitacyjne.

Zawarte w równaniach (5.9) - (5.12) wielkości $\mathbf{S}_m$ i $Q_{i,n}$ odpowiadają kolejno członom zderzeniowej wymiany pędu i energii ([43, 44]):

$$\mathbf{S}_m = \varrho_i \nu_{in} (\mathbf{V}_n - \mathbf{V}_i), \quad (5.15)$$

$$Q_i = \frac{1}{2} \nu_{in} \varrho_i (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n)^2 + \frac{k_B \nu_{in} \varrho_i}{(\gamma - 1) m_n} (T_n - T_i), \quad (5.16)$$

$$Q_n = \frac{1}{2} \nu_{in} \varrho_i (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n)^2 + \frac{k_B \nu_{in} \varrho_i}{(\gamma - 1) m_n} (T_i - T_n). \quad (5.17)$$

Częstotliwość zderzeń jonowo-neutralnych zdefiniowana jest jako [45]

$$\nu_{in} = \frac{4}{3} \frac{\sigma_{in} \varrho_n}{m_H (\mu_i + \mu_n)} \sqrt{\frac{8k_B}{\pi m_H} \left(\frac{T_i}{\mu_i} + \frac{T_n}{\mu_n} \right)}. \quad (5.18)$$

W powyższych równaniach m_H to masa wodoru, σ_{in} jest przekrojem czynnym kolizji, μ_i i μ_n to odpowiednio średnie masy atomowe jonów i neutrali, a $T_{i,n}$ są temperaturami określonymi

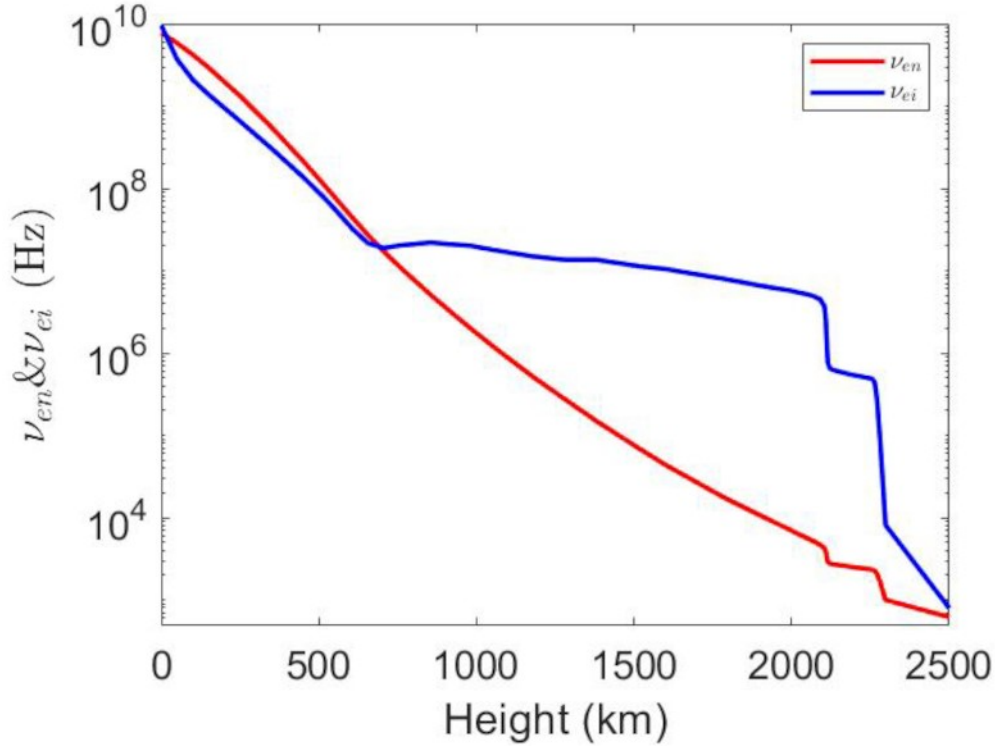
przez prawa gazu doskonałego:

$$p_{ie} = \frac{k_B}{m_i} \varrho_i T_i, \quad p_n = \frac{k_B}{m_n} \varrho_n T_n, \quad (5.19)$$

gdzie $m_i = m_H \mu_i$, $m_n = m_H \mu_n$, a γ to iloraz ciepł właściwych [46].

W powyższych równaniach nie uwzględniono dodatkowych nieidealnych i nieadiabatycznych członów.

Równania dwupłynowe można stosować do opisu plazmy w obszarach, gdzie częstości zderzeń jonów i elektronów wyraźnie różnią się od częstości zderzeń elektronów i cząstek neutralnych. Warunek ten jest spełniony w całej chromosferze, gdzie $\nu_{ei} > \nu_{en}$ (Rys. 5.1). Wynika stąd, że jony i elektrony są o wiele mocniej sprzężone, niż elektrony i cząstki neu-



Rysunek 5.1: Częstości zderzeń elektronów z jonami (ν_{ei} , linia niebieska) i elektronów z neutralnymi (ν_{en} , linia czerwona) [47].

tralne. W konsekwencji można traktować plazmę składającą się z jonów i elektronów jako jeden płyn. Jednakże w fotosferze $\nu_{ei} \simeq \nu_{en}$, przez co przybliżenie dwupłynowe nie jest tu dobrym modelem do opisu plazmy [47].

5.4 Model magnetohydrodynamiczny

W modelu MHD plazma traktowana jest jako przewodzący płyn opisywany makroskopowymi parametrami, które odzwierciedlają jego interakcje cząsteczkowe. Model ten łączy płynowe równania Eulera z równaniami Maxwella. Najprostsza idealna forma równań MHD zakłada, że badany płyn jest nielepki, a jego oporność zaniedbywalna. Istotnym czynnikiem wpływającym na opis plazmy w modelu MHD jest magnetyczna liczba Reynoldsa:

$$R_m = \frac{VL}{\eta}, \quad (5.20)$$

gdzie V jest charakterystyczną prędkością przepływu plazmy, L to charakterystyczna długość, a η oznacza dyfuzyjność magnetyczną.

W koronie słonecznej $R_m = 10^8 - 10^{12}$ [48], przez co dyfuzja magnetyczna jest zaniedbywalna na długościach o skali L . Oznacza to, że pole magnetyczne jest "wmrożone" w plazmę i przemieszcza się wraz z jej ruchem. Idealne równania MHD przyjmują wtedy następującą postać:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho \mathbf{V}) = 0, \quad (5.21)$$

$$\varrho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \varrho (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\nabla p + \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \varrho \mathbf{g}, \quad (5.22)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (p \mathbf{V}) = (1 - \gamma) p \nabla \cdot \mathbf{V}, \quad (5.23)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}), \quad (5.24)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (5.25)$$

$$p = \frac{k_B}{m} \varrho T. \quad (5.26)$$

Tutaj ϱ jest gęstością masową, $\mathbf{V}$ to prędkość przepływu, $\mathbf{B}$ oznacza natężenie pola magnetycznego, p jest ciśnieniem gazu, $\mathbf{g}$ to przyspieszenie grawitacyjne, γ oznacza iloraz ciepła właściwych, T jest temperaturą, m średnią masą cząstki, a k_B to stała Boltzmannna.

Równanie zachowania masy (5.21) zakłada, że całkowita liczba cząstek plazmy pozostaje stała w czasie. W równaniu pędu (5.22) zawarto różnicę ciśnień w plazmie ($-\nabla p$) i siłę Lorentza. W stanie statycznej równowagi obydwie powyższe siły się równoważą. Równanie ewolucji ciśnienia p (5.23) opisuje adiabatyczną ewolucję plazmy. Poprzez założenie dużej liczby Reynoldsa (5.20) człony dyfuzyjne zostały pominięte w równaniu indukcji (5.24). Korzystając z równania stanu gazu doskonałego (5.26), które łączy gęstość ϱ , ciśnienie p i temperaturę T , możemy określić dowolną z tych trzech wielkości, jeśli znamy dwie pozostałe.

Pomimo tego, że model MHD jest najprostszym przybliżeniem opisującym makroskopowe właściwości plazmy, nieliniowe równania są na tyle skomplikowane, że konieczne jest wprowadzenie pewnych uproszczeń. Jednym z głównych problemów modeli numerycznych dla równań MHD jest spełnienie równania (5.25) [49, 50]. Lokalna niezerowa dywergencja pola magnetycznego oznaczałaby istnienie monopoli magnetycznych w komórce numerycznej. Nagromadzenie błędów numerycznych związanych z nieprawidłową ewolucją pola magnetycznego może prowadzić do braku zachowania strumienia magnetycznego i powstawania sztucznej siły, równoległej do pola magnetycznego. Skutkuje to ostatecznie generacją błędów w symulacjach numerycznych.

Rozdział 6

Fale magnetohydrodynamiczne

Fale MHD są falami rozchodzącymi się w płynie przewodzącym prąd elektryczny w obecności pola magnetycznego. Przykładem takiego ośrodka jest szeroko obserwowana w obiektach astrofizycznych plazma. Wyróżniamy cztery rodzaje fal MHD rozchodzących się w ośrodku jednorodnym: (a) fale Alfvéna; (b) szybkie i powolne fale magnetoakustyczne; (c) mody entropii.

6.1 Fale w ośrodku jednorodnym

Równanie dyspersji dla fal MHD w ośrodku jednorodnym przyjmuje następującą postać:

$$\omega^2(\omega^2 - \mathbf{k}^2 \mathbf{v}_A^2 \cos^2 \theta)[\omega^4 - \omega^2 \mathbf{k}^2 (\mathbf{v}_A^2 + \mathbf{c}_s^2) + \mathbf{k}^4 \mathbf{v}_A^2 \mathbf{c}_s^2 \cos^2 \theta] = 0, \quad (6.1)$$

gdzie ω jest częstotliwością fali, θ jest kątem między wektorem falowym $\mathbf{k}$ a polem magnetycznym $\mathbf{B}$, a $\mathbf{v}_A$ oznacza prędkość fal Alfvéna:

$$\mathbf{v}_A = \frac{\mathbf{B}}{\sqrt{\mu_0 \varrho}}. \quad (6.2)$$

Tutaj μ_0 to przenikalność magnetyczna próżni.

Równanie dyspersji posiada rozwiązania w postaci modów entropii, fal Alfvéna i fal magnetoakustycznych.

6.1.1 Mod entropii

Mod entropii jest jednym z rozwiązań równania (6.1) [51]:

$$\omega = 0. \quad (6.3)$$

W odróżnieniu od innych fal MHD, które opuszczają obszar generacji, mod entropii pozostaje w obszarze wzbudzenia związanego z zaburzeniem gęstości masy. Przy uwzględnieniu przewodnictwa cieplnego, częstotliwość modu entropii staje się czysto urojona i nazywana jest modem termicznym. Sprzężenie modu termicznego z falami akustycznymi prowadzi do ich tłumienia [52]. Stąd energia w pobliżu punktu zerowego pola magnetycznego może być uwalniana przez zarówno rozchodzące się fale MHD jak i mody entropii, które pozostają w punkcie generacji, tworząc stacjonarne zaburzenie. Właściwości modu entropii zależą od znaku początkowego impulsu ciśnienia [53]. Początkowy wzrost ciśnienia gazu tworzy fale magnetoakustyczne i stacjonarne rozrzedzenie plazmie, które odpowiada modowi entropii. Z kolei w sytuacji początkowego spadku ciśnienia powstają fale akustyczne i stacjonarna gęsta plazma odpowiadająca modowi entropii.

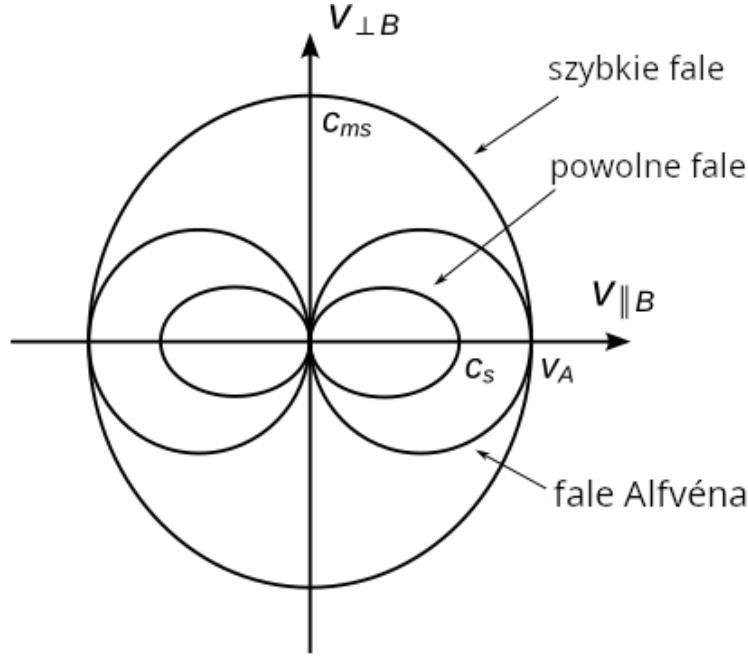
6.1.2 Fale Alfvéna

Fale Alfvéna wymuszane są przez siłę napięcia magnetycznego [54]. Jednym z rozwiązań równania (6.1) jest równanie dyspersji dla fal Alfvéna:

$$\omega = \mathbf{v}_A \mathbf{k} \cos \theta. \quad (6.4)$$

Prędkość fazową tych fal $\mathbf{v}_p = \frac{\omega}{\mathbf{k}} = \mathbf{v}_A \cos \theta$ nie zależy od liczby falowej, co wskazuje na niedyspersyjność fal Alfvéna. Oznacza to, że prędkość tych fal nie zmienia się w zależności od ich długości. Zależność między prędkością fazową a kątem θ przedstawiona jest na rysunku 6.1. Fale Alfvéna nie powodują zmian ciśnienia i gęstości. Drgania cząsteczek plazmy zachodzą w płaszczyźnie prostopadłej jednocześnie do linii pola magnetycznego $\mathbf{B}$ i do kierunku rozchodzenia fali $\mathbf{k}$. Fala Alfvéna nie może rozchodzić się w kierunku prostopadłym do pola

magnetycznego. Przepływ energii w tego typu falach MHD odbywa się wyłącznie wzdłuż linii sił pola magnetycznego, a jej prędkość grupowa $\partial\omega/\partial t$ jest równa prędkości Alfvéna.



Rysunek 6.1: Wykres biegunowy prędkości fazowych trzech rodzajów fal MHD dla przypadku $\beta \ll 1$.

Ze względu na swoją nieściśliwość fale Alfvéna są trudne do wykrycia. Mimo to obecność tych fal w atmosferze słonecznej została potencjalnie potwierdzona z użyciem instrumentów naziemnych, takich jak CoMP (Coronal Multi-channel Polarimeter) [55, 56] i instrumentów kosmicznych wchodzących w skład SDO (Solar Dynamics Observatory) [57, 58].

Fale Alfvéna mogą przenosić energię z fotosfery do górnych warstw atmosfery Słońca. Jest to szczególnie istotne w kontekście wciąż nierozwiązanej kwestii ogrzewania korony słonecznej i przyspieszania wiatru słonecznego [59]. Badania wykazały, że fale Alfvéna mogą być również wykorzystane do określenia stopnia jonizacji plazmy [60].

6.1.3 Szybkie i powolne fale magnetoakustyczne

Innym rodzajem fal MHD są fale magnetoakustyczne, które możemy podzielić na fale szybkie i fale powolne. Kolejne rozwiązanie równania (6.1) jest równaniem dyspersji dla fal magnetoakustycznych:

$$\omega^2 = \frac{\mathbf{k}^2}{2} \left(\mathbf{v}_A^2 + \mathbf{c}_s^2 \pm \sqrt{(\mathbf{v}_A^2 + \mathbf{c}_s^2)^2 - 4\mathbf{v}_A^2 \mathbf{c}_s^2 \cos^2 \theta} \right). \quad (6.5)$$

Tutaj (+) odpowiada szybkim, a (−) powolnym falom magnetoakustycznym. Zarówno szybkie, jak i powolne fale wymuszone są przez siłę napięcia magnetycznego i ciśnienie gazu. W przypadku fal szybkich ciśnienie magnetyczne i ciśnienie gazu są zgodne w fazie, co oznacza, że zmiany w obu tych wielkościach występują jednocześnie. Z kolei w falach powolnych ciśnienia te są w fazie przeciwnej. W ośrodku o $\beta \ll 1$, np. w koronie słonecznej, fala szybka charakteryzuje się niemalże izotropową penetracją ośrodka, przez co fala ta rozchodzi się z podobną prędkością we wszystkich kierunkach. Najszybsze rozchodzenie się występuje w kierunku prostopadłym do zewnętrznego pola magnetycznego (Rys. 6.1). W ośrodku o $\beta \ll 1$ fala powolna jest falą anizotropową, i nie może ona rozchodzić się w kierunku prostopadłym do zewnętrznego pola magnetycznego, a przepływ energii jest ograniczony głównie do kierunku równoległego do linii sił tego pola. W przypadku braku pola magnetycznego fale Alfvéna i powolne fale magnetoakustyczne zanikają, a szybkie fale redukują się do fal akustycznych.

Badanie jednopłynowych fal w częściowo zjonizowanej atmosferze Słońca z uwzględnioną dyfuzją ambipolarną [61] wykazało, że cząstki neutralne wywierały najistotniejszy wpływ na szybkie fale magnetoakustyczne [62]. Były to najsilniej tłumione fale, których tłumienie w dużym stopniu zależało od stopnia jonizacji plazmy.

6.2 Fale w grawitacyjnie uwarstwionej atmosferze Słońca

6.2.1 Fale akustyczne i równanie Kleina-Gordona

W przypadku braku sił magnetycznych każde zmiany ciśnienia i gęstości masowej propagują jako fale akustyczne. Równanie dyspersji dla fal akustycznych przyjmuje następującą postać:

$$\omega = \pm \mathbf{k} \mathbf{c}_s. \quad (6.6)$$

Wynika stąd, że fale te rozchodzą się we wszystkich kierunkach ($\mathbf{k}$) z jednakową prędkością fazową (v_p) i grupową (v_g) taką, że $\mathbf{v}_p = \mathbf{v}_g = \mathbf{c}_s$.

Szczegółowa analiza oscylacji fal akustycznych w grawitacyjnie uwarstwowionym ośrodku ujawniła ich wysoką złożoność. Nie wszystkie fale akustyczne mogą się swobodnie rozchodzić w atmosferze słonecznej. Do swobodnego penetrowania ośrodka konieczne jest, by okres fali (P) był mniejszy, niż akustyczny okres odcięcia (P_{ac}) [63]. Fale akustyczne biegnące wzdłuż $\mathbf{g}$ opisywane są równaniem Lamba lub równaniem Kleina-Gordona [64]. Często używane w heliofizyce równanie na okres odcięcia może być przedstawione w następującej formie [65]:

$$P_{ac} = \frac{4\pi\Lambda}{c_s \sqrt{1 + 2\frac{d\Lambda}{dy}}}. \quad (6.7)$$

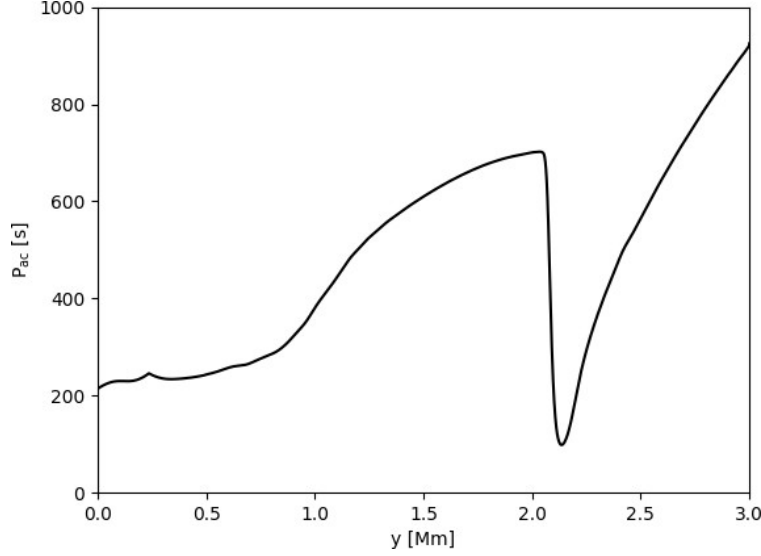
Tutaj Λ jest wysokościową skalą ciśnienia:

$$\Lambda = \left| \frac{p}{\frac{dp}{dy}} \right|. \quad (6.8)$$

Gdy $P > P_{ac}$ amplituda fali zanika wraz z wysokością. W badaniach okresu odcięcia wykazano jego związek z funkcją wysokości [66], a także potwierdzono jego występowanie obserwacyjnie [67]. Istnienie częstości odcięcia w atmosferze Słońca ma daleko idące konsekwencje, ponieważ prowadzi do globalnych oscylacji słonecznych (p-modów i oscylacji 5-minutowych), które są intensywnym przedmiotem badań w heliosejsmologii [68]. Ponadto, istnienie okresu odcięcia jest istotne dla zrozumienia pochodzenia 3-minutowych oscylacji w chromosferze [69] i do transferu energii falowej do wyższych obszarów atmosfery. Rysunek 6.2 przedstawia zmianę okresu odcięcia w atmosferze Słońca.

6.2.2 Wewnętrzne fale grawitacyjne

Wewnętrzne fale grawitacyjne są naturalną reakcją grawitacyjnie uwarstwowionego ośrodka na zaburzenia stanu równowagi, gdzie wyporność działa jako siła sprężystości. Występowanie wewnętrznych fal grawitacyjnych w atmosferze Słońca zostało potwierdzone obserwacyjnie [71]. Fale te dostarczają duże ilości energii w fotosferze, ale ich rola w górnych warstwach



Rysunek 6.2: Zmiana akustycznego okresu odcięcia (równanie 6.7) wraz z wysokością w atmosferze Słońca [70].

atmosfery pozostaje niejasna. Wykazano jednak, że fale te mogą się sprzęgać z innymi falami [72]. Wewnętrzne fale grawitacyjne generowane są w pobliżu powierzchni Słońca z dużym strumieniem energii fal, który jest niezależny od średniej wartości strumienia magnetycznego w pobliżu miejsca generacji. Jednakże zgodnie z obserwacjami, w wyższych rejonach atmosfery pole magnetyczne wpływa na propagację wewnętrznych fal grawitacyjnych.

Maksymalna częstotliwość rozchodzenia się fal wewnętrznych jest wyznaczona przez częstość Brunta-Väisäli:

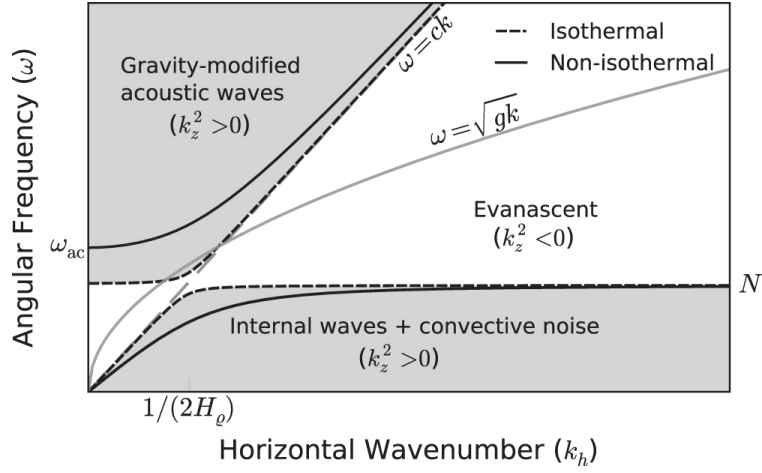
$$\omega_g^2 = g \left(\frac{1}{H} - \frac{1}{\gamma \Lambda} \right), \quad (6.9)$$

gdzie H jest wysokościową skalą gęstości:

$$H = \left| \frac{\rho}{\frac{d\rho}{dy}} \right|. \quad (6.10)$$

Element płynu, który zostanie przemieszczony pionowo ze swojego położenia równowagi, będzie oscylował i generował wewnętrzne fale grawitacyjne, pod warunkiem że ośrodek, w którym ten element się znajduje, spełnia kryterium Schwarzschilda ($\omega_g^2 > 0$). Jeśli $\omega_g < 0$, element płynu unosi się, chłodzi w wyniku promieniowania i opada, tworząc pełny cykl konwekcyjny. Obszary rozchodzenia się wewnętrznych fal grawitacyjnych zostały przedstawione

na rysunku (6.3).



Rysunek 6.3: Diagram przedstawiający różne reżimy rozchodzenia się fal w ściśliwym, grawitacyjnie uwarstwionym ośrodku. Zacieniony obszar oznacza regiony, w których rozchodzą się pionowe fale akustyczne i grawitacyjne. Przerywana szara linia odpowiada równaniu dyspersji dla fal Lamb’a. Czarne ciągłe linie przedstawiają granice rozchodzenia się fal uzyskanych z nieizotermicznych częstotliwości odcięcia zdefiniowanych w równaniach 6.7 i 6.9. Czarne przerywane linie przedstawiają przypadek dla przybliżenia izotermicznego [73].

Rozdział 7

Fale dwupłynowe

Badania dowodzą, że częściowa jonizacja plazmy wpływa na dynamikę fal Alfvéna [74]. Oprócz tłumienia fal w wyniku zderzeń jonowo-neutralnych kolejnym efektem wprowadzanym przez częściową jonizację jest występowanie odcięcia długości fali [74]. W badaniach fal Alfvéna często używano modelu jednopłynowego, który zakłada silne sprzężenie między jonami i neutralami [3]. Alternatywne podejście zakłada użycie modelu dwupłynowego [6], w którym jony i elektrony oraz neutrale są traktowane jako dwie odrębne składowe plazmy.

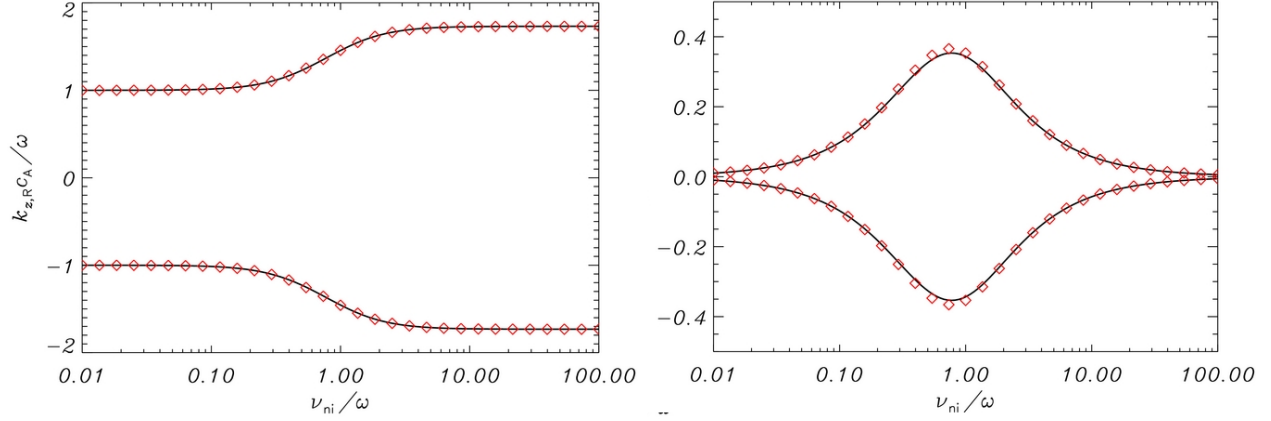
Równanie dyspersji fal Alfvéna, rozchodzących się w jednorodnej, częściowo zjonizowanej plazmie wzdłuż pola magnetycznego zorientowanego w kierunku osi z , można przedstawić następująco [75]:

$$\omega^3 + i(1 + \chi)\nu_{\text{ni}}\omega^2 - k_z^2 c_A^2 \omega + \nu_{\text{ni}} k_z^2 c_A^2 = 0. \quad (7.1)$$

Tutaj $\chi = n_n/n_i$ jest współczynnikiem jonizacji, a $\nu_{\text{in}} = \alpha_{\text{in}}/\rho_n$ to częstość zderzeń neutralno-jonowych [45].

Z rysunku 7.1 można zauważyć, że współczynniki tłumienia dla fal dwupłynowych osiągają maksimum w pobliżu częstotliwości zderzeń jonowo-neutralnych i maleją przy wyższych częstotliwościach. Różni się to od modelu jednopłynowego, w którym tłumienie wykazuje liniowy wzrost wraz ze zwiększającą się częstotliwością.

W przypadku silnych zderzeń między cząsteczkami, fale w obu płynach mają tendencję do sprzężenia się propagując z częstotliwością $k_z v_A / \sqrt{1 + \chi}$ i zanikając wykładniczo w czasie.



Rysunek 7.1: Porównanie numerycznych rozwiązań równania 7.1 dla $\chi = 2$ (linia ciągła) z przybliżeniem analitycznym (czerwone symbole). Panele odpowiadają rzeczywistym (lewo) i urojonym (prawo) rozwiązaniom [75].

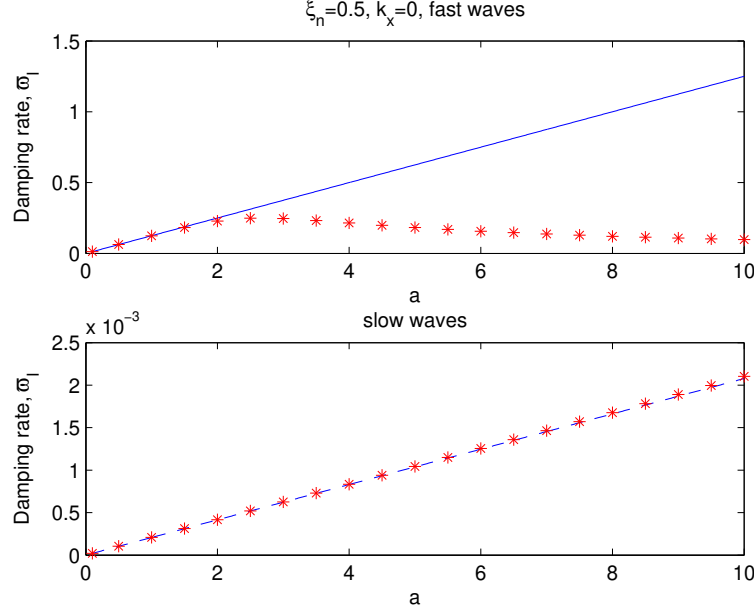
W części widma związanej z wysokimi częstotliwościami dwupłynowych fal magnetoakustycznych występują dwa typy powolnych fal: jeden z nich związany jest z płynem jonowo-elektronowym, a drugi – z płynem składającym się z cząsteczek neutralnych. Równanie dyspersji dla dwupłynowych fal magnetoakustycznych przyjmuje postać [6]:

$$\begin{aligned}
 & \nu_{in}^2 \omega \left[\omega^4 - k^2 (c_{si}^2 \xi_i + c_{sn}^2 \xi_n + V_A^2) \omega^2 + (c_{si}^2 \xi_i + c_{sn}^2 \xi_n) k^2 k_z^2 V_A^2 \right] - \\
 & \xi_i \xi_n^2 \omega (\omega^2 - c_{sn}^2 k^2) \left[\xi_i \omega^4 - k^2 V_A^2 \omega^2 + c_{si}^2 k^2 (k_z^2 V_A^2 - \xi_i \omega^2) \right] - \\
 & i \nu_{in} \xi_n [(\xi_n - 2) k^2 V_A^2 \omega^4 + 2 \xi_i \omega^6 + c_{sn}^2 k^2 \omega^2 (k^2 V_A^2 + (\xi_n^2 - 1) \omega^2) + \\
 & c_{si}^2 \xi_i k^2 (2 k_z^2 V_A^2 \omega^2 + (\xi_n - 2) \omega^4 + c_{sn}^2 k^2 (\omega^2 - k_z^2 V_A^2))] = 0,
 \end{aligned} \tag{7.2}$$

gdzie $k = \sqrt{k_x^2 + k_z}$, $c_{si} = \sqrt{\gamma p_{ie} / \varrho_i}$ i $c_{sn} = \sqrt{\gamma p_n / \varrho_n}$ to odpowiednio prędkości dźwięku gazu jonowo-elektronowego i neutralnego.

Równanie 7.2 jest równaniem siódmego stopnia, więc posiada siedem rozwiązań. Dla mniejszych częstotliwości cztery rozwiązania reprezentują w zasadzie fale magnetoakustyczne, gdzie trzy inne rozwiązania są czysto urojone i powiązane z zanikającymi w czasie modami.

Na podstawie rysunku 7.2 zauważyć można, że rozwiązania dla szybkich fal magnetoakustycznych wyraźnie różnią się od rozwiązania Braginskiego [76]. Jednakże tłumienie po-



Rysunek 7.2: Współczynnik tłumienia dla szybkich (górną) i powolnych (dół) fal magnetoakustycznych w zależności od znormalizowanej liczby falowej $a = k_z v_A / \nu_{in}$. Czerwone gwiazdki odpowiadają rozwiązaniom równania dwupłynowej dyspersji (7.2), a niebieskie linie rozwiązaniom Braginskiego [6].

wolnych fal magnetoakustycznych, wyliczone na podstawie równania dyspersji dla modelu dwupłynowego, jest zgodne z wynikami uzyskanymi z teorii Braginskiego [6].

Współczynniki tłumienia osiągają podobne wartości dla dwupłynowych i jednopłynowych fal MHD o niskiej częstotliwości. Jednakże zachowanie fal różni się w przypadku częstotliwości większej niż częstotliwość zderzeń jonowo-neutralnych. Fale Alfveńa i szybkie fale magnetoakustyczne mają maksymalne współczynniki tłumienia przy częstotliwości $\omega = 2.5 \nu_{in}$ dla plazmy składającej się w 50% z atomów wodoru (Rys. 7.2). Natomiast dla 10% neutralnych cząstek maksymalna wartość współczynnika tłumienia wzrasta do $\omega = 10 \nu_{in}$. Oznacza to, że udział neutralnych cząstek ma istotny wpływ na położenie maksimum tłumienia, co wiąże się z procesami dyssypacyjnymi wynikającymi ze zderzeń jonowo-neutralnych.

Rozdział 8

Kod numeryczny JOANNA - główne narzędzie badań

JOANNA (JOint ANalytical and Numerical Approach) jest kodem numerycznym typu Godunowa [77] opartym na metodzie różnic skończonych. Pozwala to na rozwiązywanie układów równań zachowania zapisanych w postaci równań hiperbolicznych:

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot F(\mathbf{U}) = S(\mathbf{U}). \quad (8.1)$$

Tutaj $\mathbf{U}$ jest wektorem wartości zachowawczych, $F(\mathbf{U})$ to tensor strumienia wielkości zachowawczych, a $S(\mathbf{U})$ definiuje człony źródłowe, które potraktowane zostały niejawnie z wykorzystaniem metody STS [78].

Kod numeryczny JOANNA umożliwia rozwiązywanie równań hydrodynamiki, MHD i równań dwupłynowych. Możliwe jest uwzględnienie członów nieadiabaticznych (promieniotwórczość, przewodnictwo cieplne) i nieidealnych (lepkość, opór magnetyczny, jonizacja/rekombinacja), co pozwala na dokładniejsze modelowanie zjawisk w atmosferze Słońca. Problem Riemanna jest rozwiązywany za pomocą metody HLLD (Harten-Lax-van Leer Discontinuities) [79]. Kod został napisany w języku Fortran 90 ze względu na jego wydajność w obliczeniach numerycznych. JOANNA pokrywa obszar symulacji niejednorodną siatką numeryczną. Rzadsza siatka numeryczna w górnych rejonach atmosfery umożliwia skuteczniejsze tłumienie sygnału docierającego do górnej granicy obszaru domeny numerycznej. Dzięki temu zre-

dukowane zostają niepożądane odbicia i błędy numeryczne zakłócające wyniki symulacji. Kod korzysta z MPI (Message Passing Interface) w celu realizacji obliczeń równoległych na klastrze obliczeniowym [80]. Dane wyjściowe generowane są w formacie HDF5 (Hierarchical Data Format version 5), co umożliwia przechowywanie dużych zorganizowanych zbiorów danych [81].

Rozdział 9

Wyniki badań numerycznych

9.1 Impulsowo generowane dwupłynowe fale magnetoakustyczne

Cel badań

Chromosfera emituje więcej energii, niż korona słoneczna, dlatego kluczowym zadaniem jest odkrycie wszystkich mechanizmów, które przyczyniają się do ogrzewania plazmy w tej warstwie. Projekt ten skupiał się na badaniach impulsowo generowanych fal magnetoakustycznych w kontekście ogrzewania chromosfery i związanymi z tym wpływami plazmy.

Metodologia

Równania dwupłynowe zostały rozwiązane z wykorzystaniem kodu numerycznego JOANNA [82]. Założono, że układ jest jednowymiarowy (1D) i niezmienny wzdłuż kierunków x i z ($\partial/\partial x = \partial/\partial z = 0$), a składowe prędkości i pola magnetycznego wzdłuż kierunku z są równe zero ($V_{iz} = V_{nz} = B_z = 0$). W wyniku tych założeń wyeliminowano z układu fale Alfvéna i wewnętrzne fale grawitacyjne. W czasie $t = 0$ s stan równowagi magnetohydrostatycznej został zaburzony przez zlokalizowany impuls w pionowej składowej prędkości jonów i neutrali, tj.

$$V_{iy}(y, t = 0) = V_{ny}(y, t = 0) = A \exp \left(- \left(\frac{y - y_0}{w} \right)^2 \right). \quad (9.1)$$

Tutaj A jest amplitudą impulsu, w jego szerokością, a y_0 wysokością, na której generowany jest impuls. W symulacji przyjęto jednorodne i skierowane w kierunku pionowym pole magnetyczne $B_y = 10$ Gs.

Wyniki badań

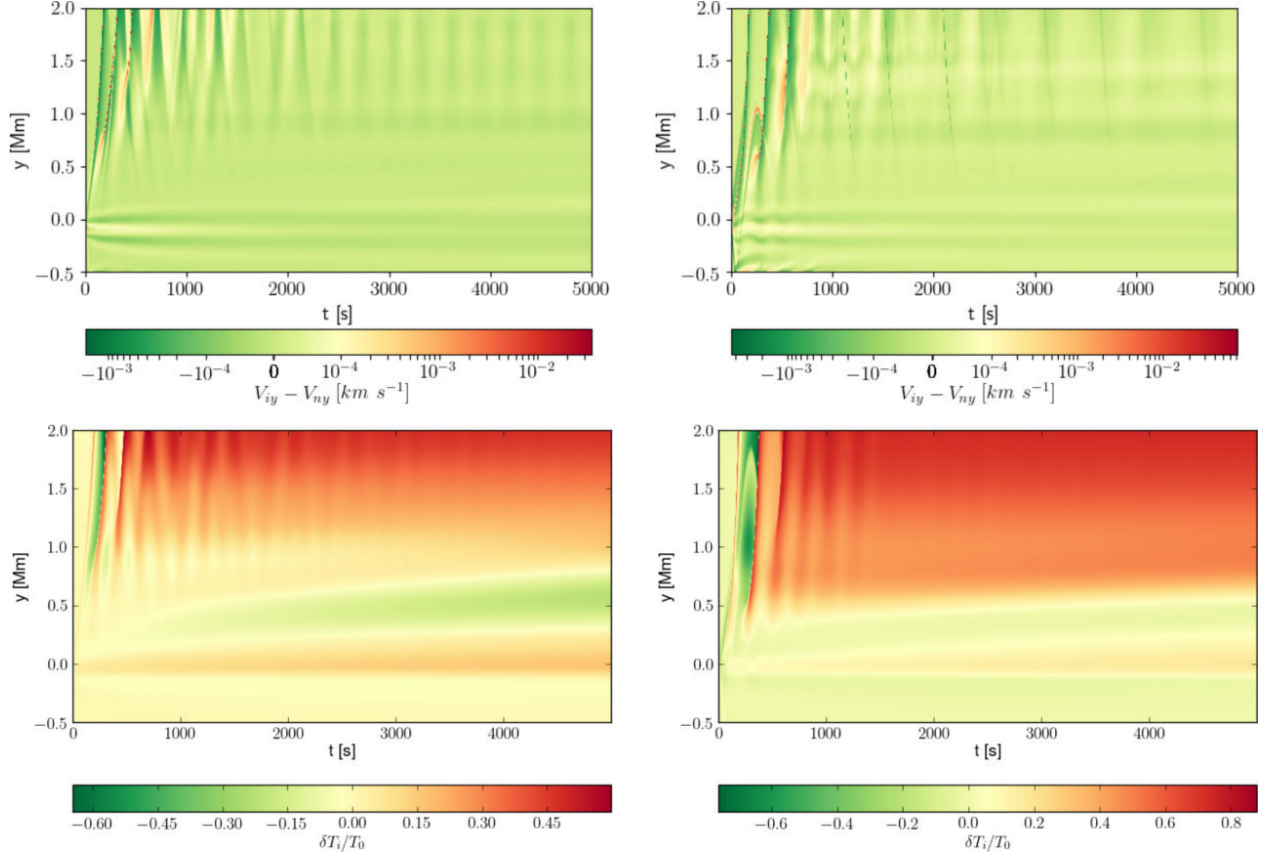
Wzbudzone fale magnetoakustyczne przekształcają się w fale uderzeniowe i w wyniku zderzeń jonowo-neutralnych zamieniają swoją energię na energię cieplną, ogrzewając chromosferę. Zwiększenie amplitudy impulsu prowadzi do intensywniejszego ogrzewania atmosfery Słońca (Rys. 9.1). Ponadto względny przyrost temperatury $\delta T_i/T = (T_i - T)/T$ chromosfery jest skorelowany z prędkością dryfu $V_i - V_n$, która rośnie wraz z wysokością. Oznacza to, że zderzenia jonowo-neutralne odgrywają istotną rolę w ogrzewaniu chromosfery.

Badania parametryczne dla różnych szerokości impulsu początkowego wykazały, że szerszy impuls prowadzi do większego ogrzewania plazmy w chromosferze. Z kolei impuls wygenerowany z wyższej wysokości (przy tej samej amplitudzie) powoduje mniejszą wartość $\delta T_i/T$, ponieważ amplituda sygnału rozchodzącego się w górę nie może wystarczająco wzrosnąć przed dotarciem do obszaru przejściowego.

9.2 Impulsowo generowane dwupłynowe wewnętrzne fale magnetoakustyczno-grawitacyjne

Cele badań

W poprzednim projekcie wykazano, że fale magnetoakustyczne mogą ogrzewać chromosferę w wyniku zderzeń jonowo-neutralnych. Zastosowano wtedy model 1D, który uniemożliwiał rozchodzenie się wewnętrznych fal grawitacyjnych. Niniejsza praca rozszerza model do geometrii dwuwymiarowej (2D). W ten sposób wewnętrzne fale grawitacyjne w sposób naturalny



Rysunek 9.1: Wykresy położenia od czasu dla prędkości dryfu $V_{iy} - V_{ny}$ (góra) i zaburzonej temperatury $\delta T_i/T$ (dół) dla przypadku $A = 0.5 \text{ km s}^{-1}$ (lewo) i $A = 5 \text{ km s}^{-1}$ (prawo).

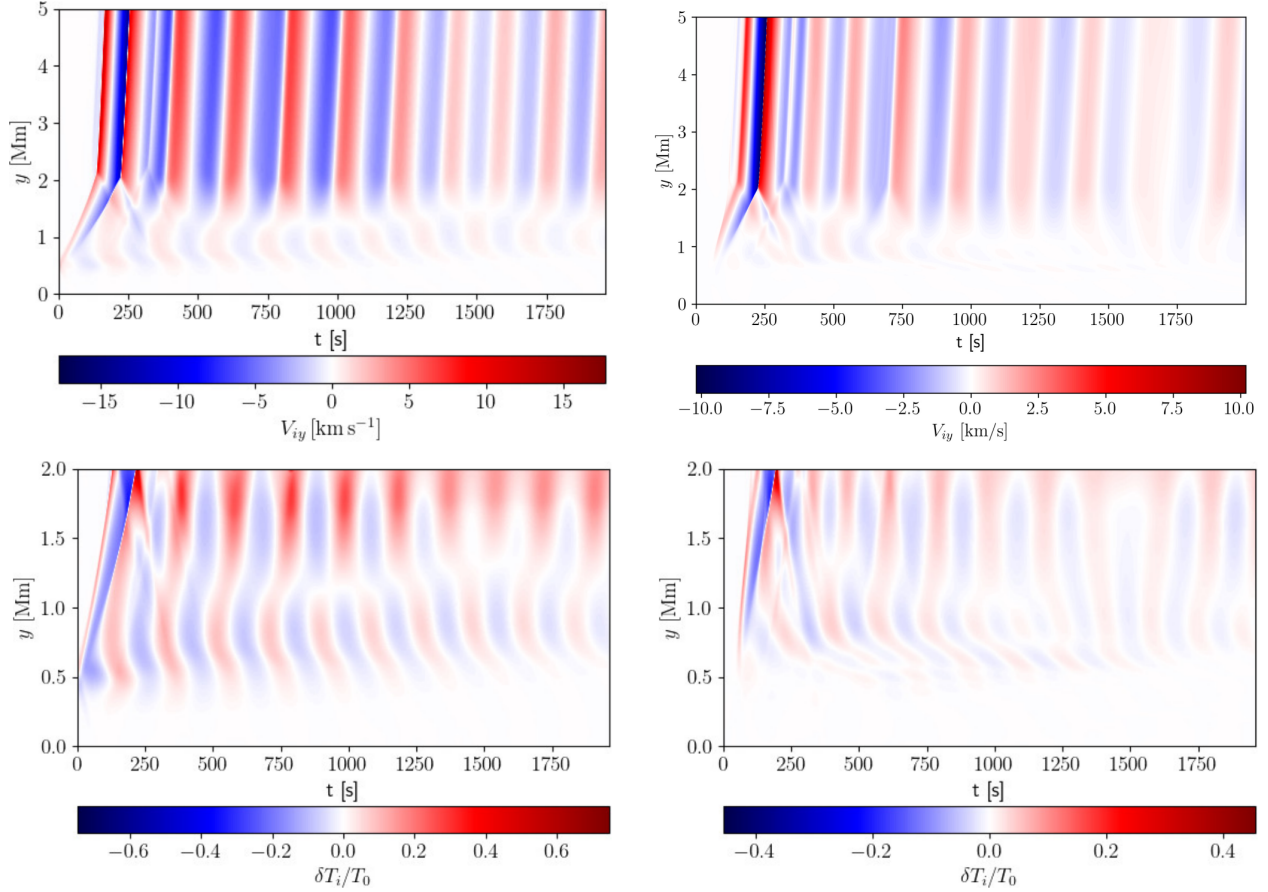
pojawiają się w modelu, w którym skupiamy się na ogrzewaniu chromosfery i generacji wpływów plazmy.

Metodologia

Dwupłynowe równania opisujące dynamikę częściowo zjonizowanej plazmy zostały rozwiązane z użyciem kodu numerycznego JOANNA. Podobnie, jak w poprzednim projekcie do zaburzenia stanu równowagi użyto zlokalizowanego impulsu w pionowej składowej prędkości jonów i neutrali:

$$V_{iy}(x, y, t = 0) = V_{ny}(x, y, t = 0) = A \exp \left(- \left(\frac{x^2 + (y - y_0)^2}{w^2} \right) \right). \quad (9.2)$$

Wyniki badań



Rysunek 9.2: Wykresy położenia od czasu dla pionowej składowej prędkości jonów V_{iy} (góra) i zaburzonej temperatury $\delta T_i/T$ (dół) dla fal magnetoakustycznych (lewo) i magnetoakustyczno-grawitacyjnych (prawo).

Maksymalne wartości V_{iy} i $\delta T_i/T_0$ są większe dla pionowo rozchodzących się fal magnetoakustycznych, niż dla wewnętrznych fal grawitacyjno-magnetoakustycznych, które rozchodzą się poziomo (Rys. 9.2). Ogrzewanie chromosfery jest silnie skorelowane z prędkością dryfu, która osiąga swoje najwyższe wartości w górnej chromosferze. Przeprowadzone badania parametryczne, mające na celu zbadanie zależności między szerokością, amplitudą oraz wysokością generowania impulsu a wartościami V_{iy} i $\delta T_i/T_0$, wykazują podobne wyniki jak w przypadku modelu 1D. Potwierdza to ogólne trendy zaobserwowane w poprzednich badaniach, rozszerzając je na model 2D.

9.3 Wymuszone powolne fale magnetoakustyczne w chromosferze z realistycznym modelem jonizacji

Cele badań

Głównym celem niniejszej pracy jest zbadanie rozchodzenia się dwupłynowych powolnych fal magnetoakustycznych w częściowo zjonizowanej atmosferze Słońca. Dotychczasowe modele atmosfery słonecznej opierały się na przybliżeniu równowagi hydrostatycznej [83–85]. Prezentowany model uzupełnia to przybliżenie o równanie Sahy [86].

Metodologia

W projekcie tym rozważane są dwa warianty opisujące stan równowagi atmosfery Słońca, tj:

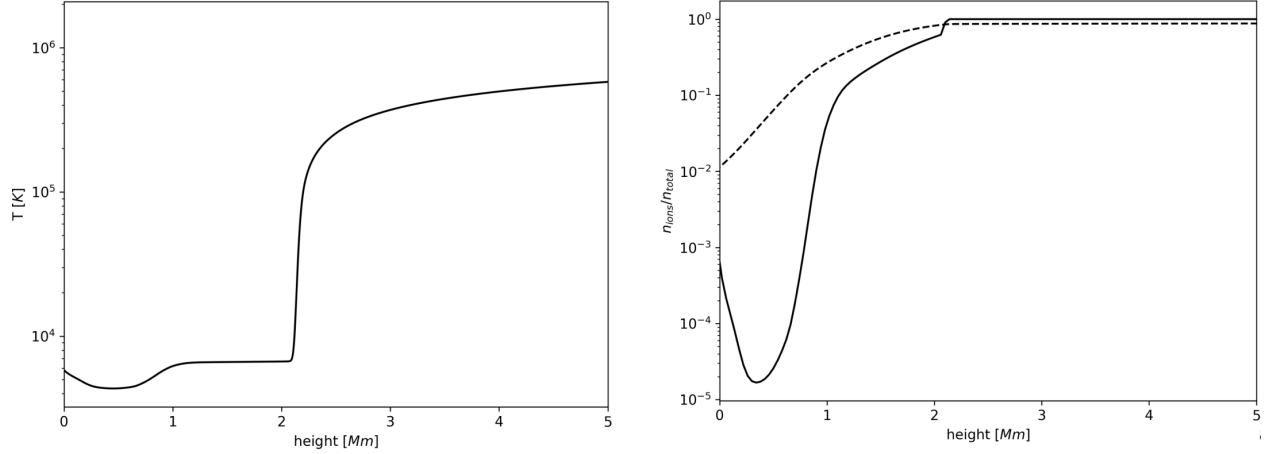
- równowaga hydrostatyczna (HE) określona przez pionowy profil temperatury $T_0(y)$ [87];
- równowaga hydrostatyczna uzupełniona o równanie Sahy (HE+SE).

Pionowy profil temperatury w stanie równowagi hydrostatycznej, $T_0(y)$, został przedstawiony na rysunku (9.3, lewy panel). Temperatura maleje z 5600 K w dolnej fotosferze ($y = 0$ Mm) do 4300 K na jej górze ($y = 0.5$ Mm). W chromosferze temperatura zaczyna rosnąć, ale największa zmiana zachodzi w obszarze przejściowym, gdzie temperatura gwałtownie wzrasta z $7 \cdot 10^3$ K do $2 \cdot 10^5$ K na wysokości $y = 2.5$ Mm. Stopień jonizacji wyznaczony za pomocą równania Sahy, osiąga najniższe wartości w górnej fotosferze z wartością minimalną wynoszącą około $2 \cdot 10^{-5}$ (Rys. 9.3, prawy panel). Z kolei w przypadku równowagi hydrostatycznej (HE), jonizacja osiąga najniższą wartość rzędu $I = 10^{-2}$ w dolnej fotosferze.

Układ hydrostatyczny znajduje się w polu magnetycznym:

$$\mathbf{B} = B_a \left[\cos \left(\frac{x+L}{\Lambda_B} \right), -\sin \left(\frac{x+L}{\Lambda_B} \right), 0 \right] \exp \left(-\frac{y}{\Lambda_B} \right) + [B_x, B_y, B_z], \quad (9.3)$$

$$\Lambda_B = 2L/\pi. \quad (9.4)$$



Rysunek 9.3: Zmiana temperatury równowagi hydrostatycznej (lewy panel) i stopnia jonizacji (prawy panel) dla modelu HE (linia przerywana) i HE+SE (linia ciągła) w zależności od wysokości w atmosferze Słońca.

Tutaj $B_x = B_z = 0$, $B_y = -5$ Gs, pole magnetyczne na wysokości $y = 0$ Mm wynosi $B_a = 500$ Gs, a charakterystyczna szerokości $L = 0.64$ Mm.

Równowaga hydrostatyczna jest zaburzona przez oscylator harmoniczny w pionowej składowej prędkości jonów i neutrali:

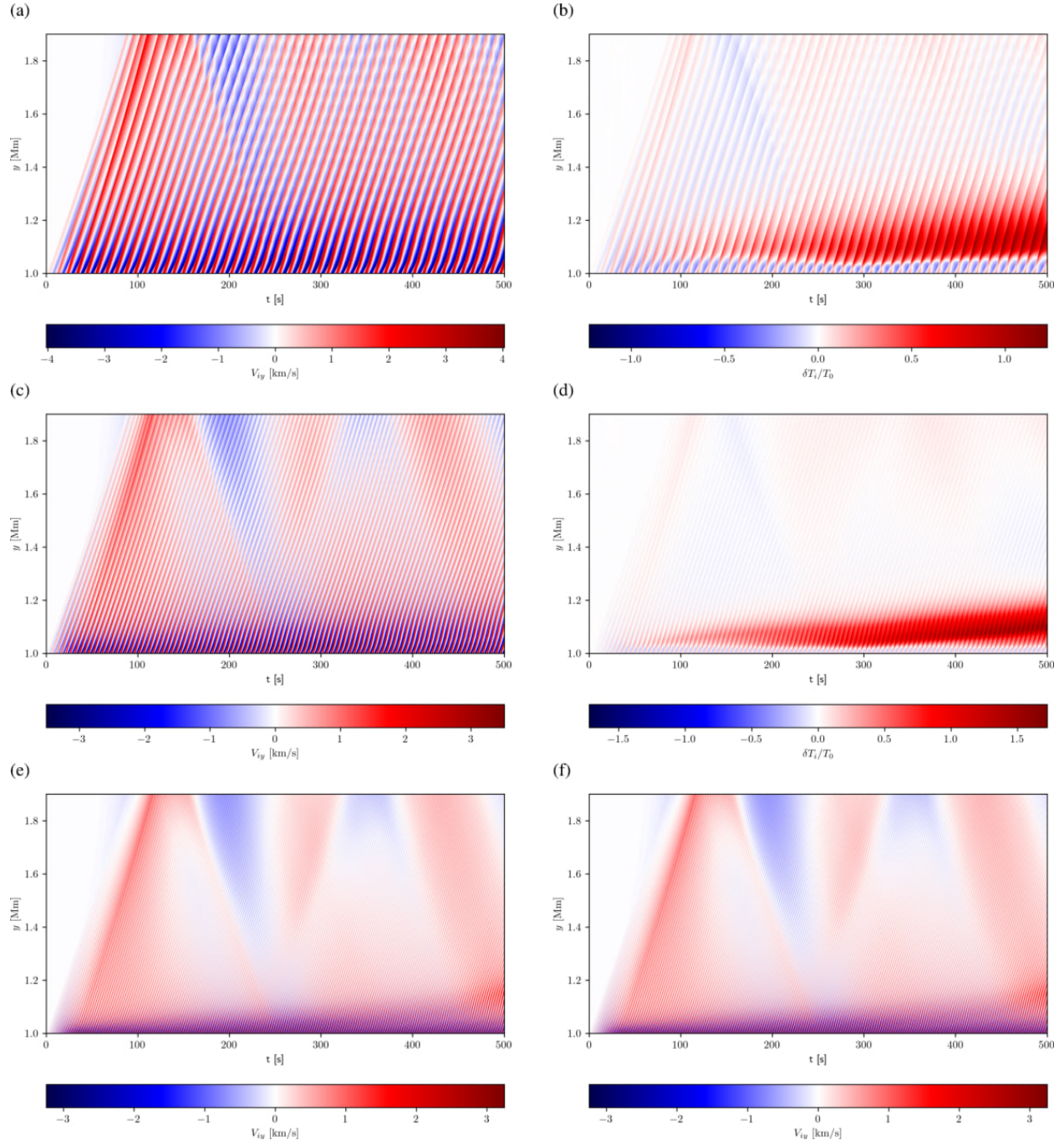
$$V_{iy}(x, y = y_d, t) = V_{ny}(x, y = y_d, t) = A \exp\left(-\frac{x^2}{w^2}\right) \sin\left(\frac{2\pi t}{P_d}\right). \quad (9.5)$$

Tutaj $A = 5$ km s⁻¹ jest amplitudą oscylatora, $w = 50$ km to jego szerokość, P_d to okres oscylatora, a $y_0 = 1$ Mm jest wysokością jego działania.

Plazma w atmosferze opisana jest równaniami dwupłynowymi z uwzględnioną jonizacją i rekombinacją.

Wyniki badań

Badania wykazują, że w wyniku zderzeń jonowo-neutralnych powolne fale magnetoakustyczne są tłumione, a ich energia ulega termalizacji na wysokości $y = 1,05$ Mm (Rys. 9.4), przy czym silniejsze tłumienie występuje dla fal o krótszych okresach [84]. Prędkość dryfu osiąga największe wartości na dole obszaru numerycznego, co jest zgodne z profilem ogrzewania. Pokazaliśmy również, że realistyczny profil jonizacji, określony za pomocą równania



Rysunek 9.4: Wykresy położenia od czasu dla $V_{iy}(x=0, y, t)$ (a, c, e) i $\delta T_i/T_0(x=0, y, t)$ (b, d, f) dla $P_d = 10$ s (a, b), $P_d = 5$ s (c, d), i $P_d = 2.5$ s (e, f), dla przypadku HE+SE.

Sahy, prowadzi do mniejszych wpływów plazmy i ogrzewania chromosfery w porównaniu do jonizacji wyznaczonej przez równowagę hydrostatyczną. Porównanie z danymi obserwacyjnymi dotyczącymi radiacyjnej utraty energii, wykazało, że uzyskane przez nas wartości strumienia energii kinetycznej są zbyt małe, aby napędzać wiatr słoneczny.

9.4 Fale generowane przez granulację z dywanem magnetycznym

Cele badań

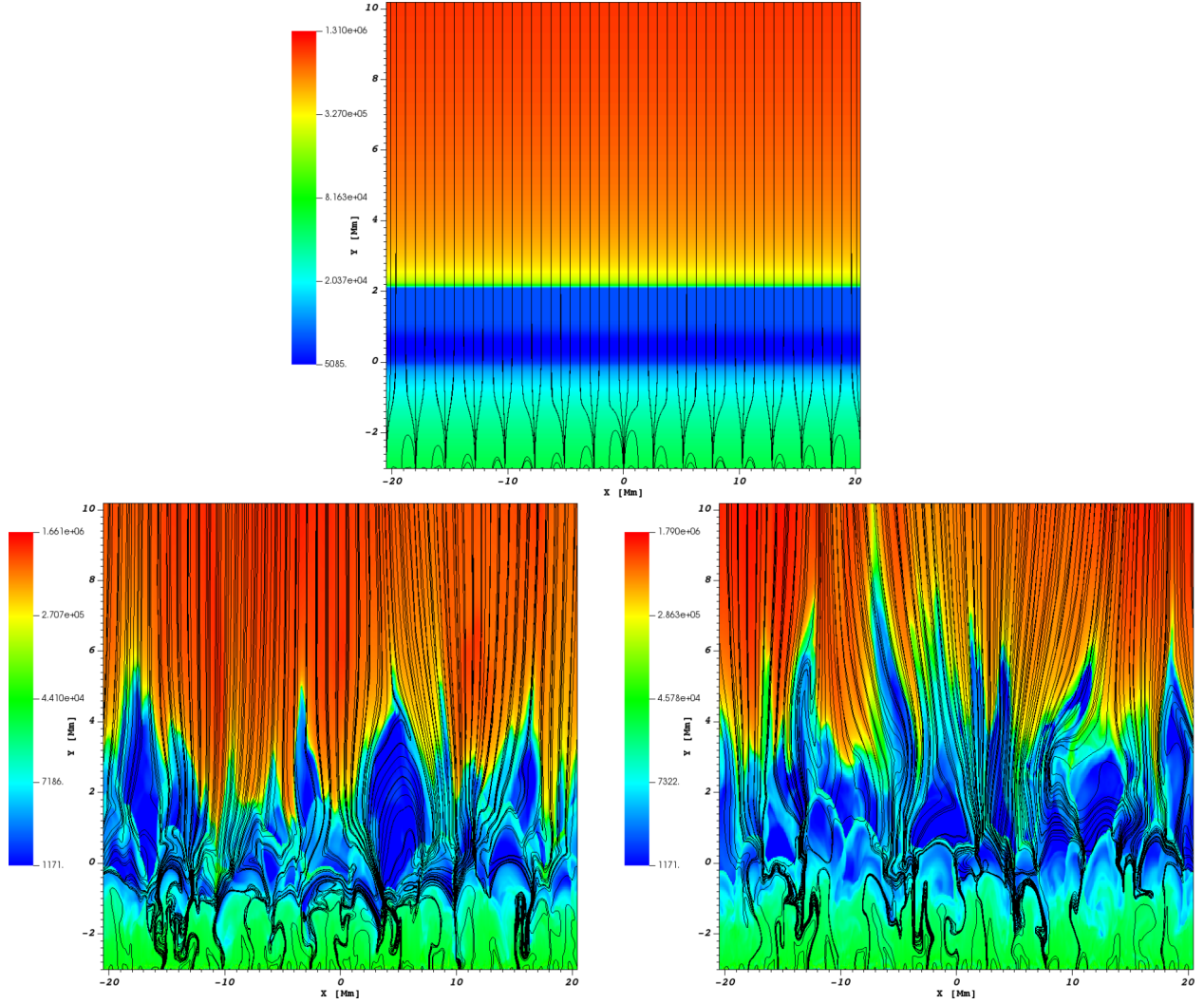
Konwekcyjne ruchy plazmy pod powierzchnią Słońca odpowiadają za formowanie się granulacji słonecznej, która może stanowić źródło licznych dynamicznych zjawisk i wzbudzania fal [73]. Stąd w niniejszej pracy rozważano wpływ granulacji z polem magnetycznym w postaci dywanu magnetycznego składającego się z szeregu arkad (Rys. 9.5) na powstawanie fal i przepływów plazmy w obszarze atmosfery spokojnego Słońca. Szczególny nacisk położono na ogrzewanie chromosfery, generowanie wpływów plazmy i analizę widma mocy Fouriera wzbudzonych fal.

Metodologia

Dwupłynowe równania z uwzględnionym mechanizmem jonizacji i rekombinacji rozwiązaliśmy z użyciem kodu numerycznego JOANNA. Obszar symulacji pokryty jest polem składającym się z arkad magnetycznych (9.4). W symulacjach przyjęto stałe wartości składowych pola magnetycznego $B_y = -5$ Gs, $B_z = 1$ Gs adekwatne dla górnej chromosfery i korony oraz $L_B = 0.64$ Mm będące połową rozmiaru arkady. Badania uwzględniły dwie wartości B_a , tj. 0.075 Gs i 0.2 Gs.

Wyniki badań

Fale zostały wzbudzone przez samoistnie generowaną i ewoluującą granulację słoneczną. Mechanizm granulacji zachodzi poniżej fotosfery, gdzie niestabilności konwekcyjne prowadzą



Rysunek 9.5: Profile przestrzenne $\log(T_i)$ dla czasu $t = 0$ s (górną) i $t = 5000$ s (dół) z liniami pola magnetycznego odpowiadającymi dywanowi magnetycznemu wartości $B_a = 0.075$ Gs (górną, lewo-dół) i $B_a = 0.2$ Gs (prawo-dół).

do formowania się turbulencyjnych przepływów, które powodują zaburzenie początkowego stanu równowagi (Rys. 9.5, góra). Zaburzenia te skutkują wyrzucaniem jonów i cząsteczek neutralnych do wyższych warstw atmosfery. Wyrzuty plazmy (Rys. 9.5, dół) generowane są przez granulację słoneczną, która prowadzi do rekoneksji linii pola magnetycznego i uwolnienia energii cieplnej w fotosferze i chromosferze. Powstałe w ten sposób wyrzuty plazmy osiągają wysokości rzędu $y = 6$ Mm dla $B_a = 0.075$ Gs (Rys. 9.5, lewo-dół) i $y = 10$ Mm dla $B_a = 0.2$ Gs (Rys. 9.5, prawo-dół). Obydwa przypadki B_a mogą stanowić źródło wiatru słonecznego, z uwagi na pewien poziom wpływów plazmy generowanych w koronie. Bada-

nia dywanów magnetycznych, określonych przez początkowo mniejsze i większe wartości B_a , wykazują wyraźne różnice w rozmiarze generowanych wyrzutów materii i oscylacji obszaru przejściowego. Dodatkowo obserwujemy wzrost prędkości plazmy dla większych wartości B_a . Zwiększony pionowy przepływ jonów może wynikać z większej wartości siły Lorentza.

Rozdział 10

Wnioski i podsumowanie badań

Przeprowadzone badania potwierdzają istotną rolę efektów dwupłynowych w chromosferze, wskazując na ich znaczenie w procesach ogrzewania tej warstwy i generacji wypływów plazmy. Symulacje numeryczne pokazują, że nawet pojedynczy impuls jest w stanie wywołać pionowe wypływy plazmy, które w wyższych warstwach atmosfery mogą nie tylko mieć znaczący wkład w rozwój wiatru słonecznego, ale również odgrywać kluczową rolę w procesie ogrzewania chromosfery. Badania parametryczne udowadniają, że impulsy o większej amplitudzie prowadzą do intensywniejszego ogrzewania atmosfery słonecznej, podczas gdy węższe impulsy skutkują słabszymi efektami. Wnioski te wyciągnięto zarówno w symulacjach 1D dla fal magnetoakustycznych, jak i 2D dla wewnętrznych fal magnetoakustyczno-grawitacyjnych.

Przeprowadzono symulacje fal o krótkich okresach, co pozwoliło na dokładniejsze zrozumienie ich dynamiki. Większość energii generowanej przez granulacje koncentruje się w oscylacjach 5-minutowych, charakteryzujących się okresami rzędu $P = 300$ s. Badane przez nas fale o okresach 2.5, 5 i 10 s odpowiadają mniej energetycznym oscylacjom. Jednak krótsze okresy są zbliżone do skal czasowych zderzeń jonowo-neutralnych, przez co uwzględniane przez nas efekty dwupłynowe mają większy wpływ na zjawiska w atmosferze. Obserwowaliśmy mniejsze prędkości i większe ogrzewanie chromosfery wraz ze skracaniem okresu fali. Może to być wyjaśnione silniejszym nieliniowym tłumieniem działającym na fale o krótszych okresach. Zauważyliśmy również, że równanie Sahy odgrywa kluczową rolę w realistycznym opisie jonizacji w atmosferze słonecznej.

Numeryczne symulacje samogenerującej się i samoewoluującej granulacji słonecznej z dy-

waniem magnetycznym prowadzą do powstawania wyrzutów plazmy w atmosferze słonecznej. Analiza przypadków dla dywanów magnetycznych o wartościach $B_a = 0.2$ Gs i $B_a = 0.075$ Gs ujawniła wyraźne różnice w rozmiarze generowanych wyrzutów plazmy oraz oscylacji obszaru przejściowego. Zauważyliśmy, że plazma była wyrzucana na wyższe wysokości w przypadku silniejszego pola magnetycznego. Zaobserwowaliśmy również wzrost prędkości plazmy dla wyższych wartości B_a , co można przypisać większemu pionowemu przepływowi jonów, wynikającemu z większej wartości siły Lorentza. Ogrzewaniu towarzyszą wypływy plazmy, które mogą być źródłem wiatru słonecznego w wyższych warstwach korony Słońca.

Literatura

- [1] E. Schatzman. W: *Annales d'Astrophysique* 12 (1949), s. 203.
- [2] E. N. Parker. W: 330 (1988), s. 474.
- [3] M. L. Khodachenko, T. D. Arber, H. O. Rucker i A. Hanslmeier. W: 422 (2004), s. 1073–1084.
- [4] R. Soler, R. Oliver i J. L. Ballester. W: 512, A28 (2010), A28.
- [5] J. Vranjes, S. Poedts, B. P. Pandey i B. de Pontieu. W: 478.2 (2008), s. 553–558.
- [6] T. V. Zaqarashvili, M. L. Khodachenko i H. O. Rucker. W: 529, A82 (2011), A82.
- [7] H. Lamb. W: *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 84.574 (1911), s. 551–572.
- [8] E. Khomenko, M. Collados, A. Díaz i N. Vitas. W: *Physics of Plasmas* 21.9, 092901 (2014), s. 092901.
- [9] S. Wedemeyer i in. W: *arXiv e-prints*, arXiv:1601.00587 (2016), arXiv:1601.00587.
- [10] M. Rieutord i F. Rincon. W: *Living Reviews in Solar Physics* 7.1, 2 (2010), s. 2.
- [11] W. Livingston. W: 207.1 (2002), s. 41–45.
- [12] J. Chae. W: *Journal of Astronomy and Space Sciences* 38.2 (2021), s. 83–92.
- [13] P. Lorrain i S. Koutchmy. W: 165.1 (1996), s. 115–137.
- [14] G. L. Withbroe i R. W. Noyes. W: 15 (1977), s. 363–387.
- [15] L. Biermann. W: *Naturwissenschaften* 33.4 (1946), s. 118–119.
- [16] M. Schwarzschild. W: 107 (1948), s. 1.

- [17] V. Abbasvand i in. W: 642, A52 (2020), A52.
- [18] M. E. Molnar, K. P. Reardon, S. R. Cranmer, A. F. Kowalski, Y. Chai i D. Gary. W: 920.2, 125 (2021), s. 125.
- [19] R. Erdélyi i S. P. James. W: 427 (2004), s. 1055–1064.
- [20] P. Song i V. M. Vasyliūnas. W: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 116.A9 (2011).
- [21] M. Skan, S. Danilovic, J. Leenaarts, F. Calvo i M. Rempel. W: 672, A47 (2023), A47.
- [22] H. Morgan i Y. Taroyan. W: *Science Advances* 3.7 (2017), e1602056.
- [23] M. S. Kirk i W. D. Pesnell. W: *AAS/Solar Physics Division Meeting #40*. T. 40. AAS/Solar Physics Division Meeting. 2009, 14.07, s. 14.07.
- [24] S. R. Cranmer. W: 101.3 (2002), s. 229–294.
- [25] E. G. Zweibel i M. Yamada. W: 47.1 (2009), s. 291–332.
- [26] T. Van Doorselaere i in. W: 216.8, 140 (2020), s. 140.
- [27] S. D. T. Grant, D. B. Jess, T. V. Zaqarashvili, C. Beck, H. Socas-Navarro, M. J. Aschwanden, P. H. Keys, D. J. Christian, S. J. Houston i R. L. Hewitt. W: *Nature Physics* 14.5 (2018), s. 480–483.
- [28] A. A. van Ballegooijen i M. Asgari-Targhi. W: 821.2, 106 (2016), s. 106.
- [29] U. Feldman, E. Landi i N. A. Schwadron. W: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 110.A7, A07109 (2005), A07109.
- [30] P. C. Liewer, M. Neugebauer i E. J. Smith. W: *AGU Fall Meeting Abstracts*. T. 2001. 2001, SH32A-0717, SH32A-0717.
- [31] S. Chapman i H. Zirin. W: *Smithsonian Contributions to Astrophysics* 2 (1957), s. 1–14.
- [32] E. N. Parker. W: 128 (1958), s. 664.
- [33] M. M. Echim, J. Lemaire i Ø. Lie-Svendsen. W: *Surveys in Geophysics* 32.1 (2011), s. 1–70.

- [34] T. S. Horbury, T. Woolley, R. Laker, L. Matteini, J. Eastwood, S. D. Bale, M. Velli, B. D. Chandran, T. Phan, N. E. Raouafi i in. W: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 246.2 (2020), s. 45.
- [35] T. Dudok de Wit i in. W: 246.2, 39 (2020), s. 39.
- [36] A. R. Breen, P. Thomasson, C. A. Jordan, S. J. Tappin, R. A. Fallows, A. Canals i P. J. Moran. W: *Advances in Space Research* 30.3 (2002), s. 433–436.
- [37] M. Kojima, A. R. Breen, K. Fujiki, K. Hayashi, T. Ohmi i M. Tokumaru. W: *Journal of Geophysical Research (Space Physics)* 109.A4, A04103 (2004), A04103.
- [38] A. A. Vlasov. W: *New York* (1961).
- [39] A. Sinitsyn, E. Dulov i V. Vedenyapin. Elsevier Science, 2011. ISBN: 9780123877802.
- [40] A. J. Klimas. W: *Journal of Computational Physics* 68.1 (1987), s. 202–226. ISSN: 0021-9991.
- [41] T. V. Zaqarashvili, M. L. Khodachenko i H. O. Rucker. W: 534, A93 (2011), A93.
- [42] B. Popescu Braileanu, V. S. Lukin, E. Khomenko i Á. de Vicente. W: 627, A25 (2019), A25.
- [43] E. T. Meier i U. Shumlak. W: *Physics of Plasmas* 19.7 (2012), s. 072508.
- [44] R. Oliver, R. Soler, J. Terradas i T. V. Zaqarashvili. W: *The Astrophysical Journal* 818.2 (2016), s. 128.
- [45] S. I. Braginskii. W: *Reviews of Plasma Physics* 1 (1965), s. 205.
- [46] T. Van Doorselaere, N. Wardle, G. Del Zanna, K. Jansari, E. Verwichte i V. M. Nakariakov. W: 727.2, L32 (2011), s. L32.
- [47] A. Alharbi, I. Ballai, V. Fedun i G. Verth. W: 511.4 (2022), s. 5274–5286.
- [48] A. W. Hood i D. W. Hughes. W: *Physics of the Earth and Planetary Interiors* 187.3 (2011), s. 78–91.
- [49] P. J. Dellar. W: *Journal of Computational Physics* 172.1 (2001), s. 392–398. ISSN: 0021-9991.

- [50] K. Murawski. W: *Bulletin of the Polish Academy of Sciences Technical Sciences* 59.No 2 (2011), s. 219–226.
- [51] J. H. Goedbloed i S. Poedts. Cambridge university press, 2004.
- [52] I. De Moortel i A. W. Hood. W: 415 (2004), s. 705–715.
- [53] K. Murawski, T. V. Zaqarashvili i V. M. Nakariakov. W: 533, A18 (2011), A18.
- [54] H. Alfvén. W: 150.3805 (1942), s. 405–406.
- [55] S. Tomczyk, S. W. McIntosh, S. L. Keil, P. G. Judge, T. Schad, D. H. Seeley i J. Edmondson. W: *Science* 317.5842 (2007), s. 1192–1196.
- [56] S. Tomczyk i S. W. McIntosh. W: 697.2 (2009), s. 1384–1391.
- [57] S. W. McIntosh, B. de Pontieu, M. Carlsson, V. Hansteen, P. Boerner i M. Goossens. W: 475.7357 (2011), s. 477–480.
- [58] J. R. Lemen i in. W: 275.1-2 (2012), s. 17–40.
- [59] L. Ofman. W: *Living Reviews in Solar Physics* 7.1, 4 (2010), s. 4.
- [60] I. Ballai. W: *arXiv e-prints*, arXiv:2002.08441 (2020), arXiv:2002.08441.
- [61] B. Popescu Braileanu i R. Keppens. W: 653, A131 (2021), A131.
- [62] P. Forteza, R. Oliver, J. L. Ballester i M. L. Khodachenko. W: 461.2 (2007), s. 731–739.
- [63] L. Horace. W: *Proceedings of the London Mathematical Society* s2-7.1 (1909), s. 122–141.
- [64] A. Wiśniewska, Z. E. Musielak, J. Staiger i M. Roth. W: 819.2, L23 (2016), s. L23.
- [65] F.-L. Deubner i D. Gough. W: 22 (1984), s. 593–619.
- [66] D. Kuridze, T. V. Zaqarashvili, B. M. Shergelashvili i S. Poedts. W: 505.2 (2009), s. 763–770.
- [67] P. Kayshap, K. Murawski, A. K. Srivastava, Z. E. Musielak i B. N. Dwivedi. W: 479.4 (2018), s. 5512–5521.
- [68] T. V. Zaqarashvili, K. Murawski, M. L. Khodachenko i D. Lee. W: 529, A85 (2011), A85.

- [69] B. Fleck i F. Schmitz. W: 250.1 (1991), s. 235–244.
- [70] R. Niedziela, K. Murawski i S. Poedts. W: *Astronomy & Astrophysics* 652 (2021), A124.
- [71] F. Kneer i N. Bello González. W: 532, A111 (2011), A111.
- [72] M. E. Newington i P. S. Cally. W: 402.1 (2010), s. 386–394.
- [73] G. Vigeesh, J. Jackiewicz i O. Steiner. W: 835.2, 148 (2017), s. 148.
- [74] R. Kulsrud i W. P. Pearce. W: 156 (1969), s. 445.
- [75] R. Soler, M. Carbonell, J. L. Ballester i J. Terradas. W: 767.2, 171 (2013), s. 171.
- [76] S. I. Braginskii. W: *Reviews of Plasma Physics* 1 (1965), s. 205.
- [77] E. F. Toro. Springer Science & Business Media, 2013.
- [78] C. D. Meyer, D. S. Balsara i T. D. Aslam. W: *Journal of Computational Physics* 257 (2014), s. 594–626.
- [79] T. Miyoshi i K. Kusano. W: *Journal of Computational Physics* 208.1 (2005), s. 315–344.
- [80] W. Gropp, E. Lusk, N. Doss i A. Skjellum. W: *Parallel computing* 22.6 (1996), s. 789–828.
- [81] T. Jenness. W: *Astronomy and Computing* 12 (2015), s. 221–228. ISSN: 2213-1337.
- [82] D. Wójcik, B. Kuźma, K. Murawski i A. K. Srivastava. W: 884.2, 127 (2019), s. 127.
- [83] G. Botha, T. Arber, V. M. Nakariakov i Y. Zhugzhda. W: *The Astrophysical Journal* 728.2 (2011), s. 84.
- [84] J. Kraskiewicz, K. Murawski, F. Zhang i S. Poedts. W: 298.1, 11 (2023), s. 11.
- [85] M. Pelekhata, K. Murawski i S. Poedts. W: *Astronomy & Astrophysics* 669 (2023), A47.
- [86] M. Saha. W: *Nature* 105.2634 (1920), s. 232–233.
- [87] E. H. Avrett i R. Loeser. W: 175.1 (2008), s. 229–276.

Chromospheric heating and generation of plasma outflows by impulsively generated two-fluid magnetoacoustic waves

R. Niedziela¹, K. Murawski¹, and S. Poedts^{2,1}

¹ Institute of Physics, University of M. Curie-Skłodowska, Pl. M. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, Poland
e-mail: robert.niedziela.96@gmail.com

² Centre for Mathematical Plasma Astrophysics/Department of Mathematics, KU Leuven, Celestijnenlaan 200B, 3001 Leuven, Belgium

Received 8 April 2021 / Accepted 10 June 2021

ABSTRACT

Context. The origin of the heating of the solar atmosphere is still an unsolved problem. As the photosphere and chromosphere radiate more energy than the solar corona, it is challenging but important to reveal all the mechanisms that contribute to plasma heating there. Ion–neutral collisions could play an important role.

Aims. We aim to investigate the impulsively generated two-fluid magnetoacoustic waves in the partially ionized solar chromosphere and to study the associated heating and plasma outflows, which higher up may result in nascent solar wind.

Methods. To describe the plasma dynamics, we applied a two-fluid model in which ions+electrons and neutrals are treated as separate fluids. We solved the two-fluid equations numerically using the JOANNA code.

Results. We show that magnetoacoustic waves triggered in the photosphere by localised velocity pulses can steepen into shocks which heat the chromosphere through ion–neutral collisions. Pulses of greater amplitude heat plasma more effectively and generate larger plasma outflows. Raising the altitude at which the pulse is launched results in opposite effects, mainly in local cooling of the chromosphere and slower plasma outflows.

Conclusions. Even a solitary pulse results in a train of waves. These waves can transform into shock waves and release thermal energy, heating the chromosphere significantly. A pulse can drive vertical flows which higher up can result in the origin of the solar wind.

Key words. Sun: activity – Sun: chromosphere

1. Introduction

One of the main problems of heliophysics concerns the source of the thermal energy required to heat the solar atmosphere, the lowest layer of which is about 500 km thick and is called the photosphere. The chromosphere, which is about 1.5 Mm thick, caps this layer. A narrow transition region separates the chromosphere from the solar corona above it. Temperatures in the photosphere vary from about 5600 K at its bottom to about 4300 K at its top. The temperature of the middle of the chromosphere rises to about 10^4 K (± 800 – ± 1800 km above the solar surface). Because of the temperatures in the photosphere and low and middle chromosphere, the plasma in these layers is only partially ionized. Recombination, photoionization, and chemical ionization were discussed by Carlsson & Stein (2002). At the top of the photosphere, the ionization degree is as low as 10^{-4} , and so there are about 10^4 neutrals per ion. In the chromosphere, the ratio of ions to neutrals grows with height, and therefore with temperature (Khomenko et al. 2014). As a result of its 1–3 MK average temperature, the plasma in the corona is almost fully ionized.

The plasma density is also higher in the chromosphere and thus it radiates more than the corona. Hence, an additional mechanism of heating is required to compensate for these radiative losses (Narain & Ulmschneider 1996). One of the sources of this heating may be associated with collisions between particles, which lead to wave damping (Erdélyi & James 2004). The idea

of heating the solar chromosphere by acoustic waves is very old and was first developed by Biermann (1946) and Schwarzschild (1948), who suggested that acoustic waves play a major role in the heating of this atmospheric layer. Later, the problem was widely studied, for example by Carlsson & Stein (1995), Ulmschneider et al. (2003), and Kuźma et al. (2019). The latter authors focused on the acoustic waves with wave periods within the range 30–200 s and showed that these waves are able to heat the chromosphere. The idea of heating the solar atmosphere without shock waves was studied by Wójcik et al. (2020) who showed that the thermal energy release ratio during ion–neutral collisions is sufficient to balance the radiative and thermal energy losses. Recently, Kuźma et al. (2021) focused on the studies of ion magnetoacoustic and neutral acoustic waves in a magnetic arcade and found that, in the chromosphere, the wave characteristics strongly depend on the magnetic field configuration. The advantages of using the two-fluid model over the single-fluid model were studied by Zaqrashvili et al. (2011b). The single-fluid (MHD) model is sufficiently accurate for slow processes but fails on timescales shorter than the ion–neutral collision time. Hence, the two-fluid approximation should be used for studying faster processes.

The problem of atmospheric heating was also studied in the context of Alfvén waves (Piddington 1956; Osterbrock 1961). The mechanisms by which these waves are dampened by ion–neutral collision were studied by De Pontieu et al. (2001). In the lower chromosphere, collisional effects were found to be

the most important component of the dissipation mechanism (Khodachenko et al. 2004). As a matter of fact, Alfvén waves can dissipate their energy in the chromosphere as a result of ion–neutral collisions (Leake et al. 2005; Goodman 2011; Tu & Song 2013; Zaqarashvili et al. 2013; Arber et al. 2016; Shelyag et al. 2016; Soler et al. 2017). However, this mechanism is only effective in the chromosphere and not in the photosphere or in the corona because of weak magnetization and strong ionization, respectively. In other studies, Zaqarashvili et al. (2013) and Soler et al. (2017) focused on the dissipation of torsional Alfvén waves and showed that they can be effectively dissipated in the chromosphere.

The mechanisms considered in the present paper for solar coronal heating are essentially based on magnetic field reconnection and resonant dissipation and/or phase-mixing of magnetohydrodynamic (MHD) waves. The latter mechanism was reviewed recently by Van Doorsselaere et al. (2020), who showed that various wave modes may contribute to the heating of the solar corona. The effect of the cooling and heating on the dynamics of the MHD waves was investigated by Nakariakov et al. (2017) who concluded that the perturbations of the thermal equilibrium, for example by slow magnetoacoustic waves, lead to a heating–cooling unbalance which acts as an energy exchange mechanism. For more recent studies of thermal unbalance, see also Prasad et al. (2021) who studied the damping of slow magnetosonic waves based on a new dispersion relation. The problem of damping slow magnetosonic waves in the solar corona was also investigated by Duckenfield et al. (2021), considering nonzero β plasma, and Kolotkov et al. (2019) who presented three potential regimes of wave evolution depending on characteristic timescales of the thermal unbalance. Recently, Kolotkov et al. (2020) constrained the coronal heating function by observations of slow magnetoacoustic waves.

The solar corona extends smoothly into the solar wind. Studies of the solar wind were initiated by Biermann (1951) and Parker (1958) postulated that the interplanetary space is not void but that it is filled by the solar wind. An early model of the solar wind with the power spectrum of Alfvén and kink waves was developed by Tu (1987). Later on, a lot of attention was paid to the study of the formation of the solar wind by plasma outflows. For instance, Tu et al. (2005) found these outflows in coronal funnels at altitudes between 5 and 20 Mm above the photosphere. Later, the problem was reconsidered by Wójcik et al. (2020) who proposed that jets and associated plasma outflows generated by the solar granulation may result in the formation of the solar wind higher up. Moving upwardly, the plasma requires a source of momentum which can be provided by MHD waves (Ofman 2005; Marsch 2006; De Pontieu et al. 2007). Alfvén waves, for instance, may drive plasma outflows (Hollweg et al. 1982; Kudoh & Shibata 1999; Matsumoto & Suzuki 2012). A model for coronal heating and solar wind acceleration by low-frequency Alfvén wave turbulence was presented by van der Holst et al. (2014).

The goal of the present paper is to focus on magnetoacoustic waves in the context of heating the chromosphere and the associated plasma outflows, and therefore we leave the role of Alfvén waves for future studies. The novelty of this work is that we consider impulsively generated two-fluid magnetoacoustic waves in the context of solar chromospheric heating and plasma outflows. This paper is organized as follows. In Sect. 2, we present the two-fluid equations that are considered for describing the dynamics of the partially ionized solar atmosphere. Numerical results are presented in Sect. 3. In Sect. 4 we conclude this paper by summarizing the main results and briefly discussing them.

2. Two-fluid numerical model of the partially ionized solar atmosphere

2.1. Two-fluid equations

To describe the low layers of the solar atmosphere we use two-fluid equations for ions + electrons ($_{ie}$) and neutrals ($_{n}$) treated as separate interacting fluids (Zaqarashvili et al. 2011a; Leake et al. 2014; Oliver et al. 2016; Maneva et al. 2017; Popescu Braileanu et al. 2019):

$$\frac{\partial \varrho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_i \mathbf{V}_i) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varrho_n}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_n \mathbf{V}_n) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial (\varrho_i \mathbf{V}_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_i \mathbf{V}_i \mathbf{V}_i + p_{ie} \mathbf{I}) = \varrho_i \mathbf{g} + \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \mathbf{S}_m, \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\varrho_n \mathbf{V}_n)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_n \mathbf{V}_n \mathbf{V}_n + p_n \mathbf{I}) = \varrho_n \mathbf{g} - \mathbf{S}_m, \quad (4)$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(E_i + p_{ie} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu} \right) \mathbf{V}_i - \frac{\mathbf{B}}{\mu} (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{B}) \right] = (\varrho_i \mathbf{g} + \mathbf{S}_m) \cdot \mathbf{V}_i + Q_i, \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_n}{\partial t} + \nabla \cdot [(E_n + p_n) \mathbf{V}_n] = (\varrho_n \mathbf{g} - \mathbf{S}_m) \cdot \mathbf{V}_n + Q_n, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}), \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (7)$$

$$E_i = \frac{\varrho_i V_i^2}{2} + \frac{p_{ie}}{\gamma - 1} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu}, \quad E_n = \frac{\varrho_n V_n^2}{2} + \frac{p_n}{\gamma - 1}. \quad (8)$$

Here, $\mathbf{I}$ is the identity matrix, $p_{ie,n}$ denote the ion + electron and neutral gas pressures, while $\varrho_{i,n}$ denote ion and neutral mass densities, and $\mathbf{V}_{i,n}$ the ion and neutral velocities. Moreover, $\mathbf{g} = [0, -g, 0]$ is gravitational acceleration with its magnitude $g = 274.78 \text{ m s}^{-2}$, $\mathbf{B}$ is the magnetic field pointing in the y -direction, and μ the magnetic permeability of the medium. In Eqs. (3)–(6), $\mathbf{S}_m$ and $Q_{i,n}$ correspond to the collisional momentum and energy exchange terms, respectively. They are given as (Meier & Shumlak 2012; Oliver et al. 2016)

$$\mathbf{S}_m = \varrho_i \nu_{in} (\mathbf{V}_n - \mathbf{V}_i), \quad (9)$$

$$Q_i = \frac{1}{2} \nu_{in} \varrho_i (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n)^2 + \frac{k_B \nu_{in} \varrho_i}{(\gamma - 1) m_n} (T_n - T_i), \quad (10)$$

$$Q_n = \frac{1}{2} \nu_{in} \varrho_i (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n)^2 + \frac{k_B \nu_{in} \varrho_i}{(\gamma - 1) m_n} (T_i - T_n). \quad (11)$$

The ion–neutral collision frequency, ν_{in} , is defined as (Braginskii 1965; Ballester et al. 2018)

$$\nu_{in} = \frac{4}{3} \frac{\sigma_{in} \varrho_n}{m_H (\mu_i + \mu_n)} \sqrt{\frac{8k_B}{\pi m_H} \left(\frac{T_i}{\mu_i} + \frac{T_n}{\mu_n} \right)}. \quad (12)$$

In the above equation, m_H is the hydrogen mass, $\sigma_{in} = 1.4 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ is the collision cross-section (Vranjes & Krstić 2013), $\mu_i = 0.58$ and $\mu_n = 1.21$ are the mean masses of ions and neutrals, respectively, and $T_{i,n}$ are the temperatures specified by the ideal gas laws,

$$p_{ie} = \frac{k_B}{m_i} \varrho_i T_i, \quad \text{and} \quad p_n = \frac{k_B}{m_n} \varrho_n T_n. \quad (13)$$

Here, $m_i = m_H \mu_i$, and $m_n = m_H \mu_n$, where m_H corresponds to the mass of a hydrogen atom, k_B is the Boltzmann constant, and

$\gamma = 1.4$ corresponds to the specific heat ratio. As the photospheric plasma contains bi-atomic molecules, we decided to consider $\gamma = 1.4$ instead of $5/3$. The latter value is suitable for plasma that only consists of atoms. For simplicity, we neglected thermal conduction and other nonadiabatic and nonideal terms in the two-fluid equations. We should expect that thermal conduction will impact wave propagation by diffusing thermal energy into less localized and thus less intensively plasma-heated regions.

The two-fluid equations do not describe the top of the convection zone and the photosphere very well, which are included in the simulation domain, but they do accurately describe the chromosphere and the low corona, which are the focus of our simulation model. Problems with the two-fluid equations result from comparable values of characteristic gyro- and collision frequencies in the photosphere (Khomenko et al. 2014, Fig. 1, top), while fluid models require that the collision frequencies be much higher than the gyro frequencies.

2.2. Magnetohydrostatic equilibrium

As an initial condition, we assume that the atmosphere is static ($\mathbf{V}_{i,n} = \mathbf{0}$) and is in hydrostatic equilibrium with the ion and neutral pressure gradients being balanced by the gravity forces on both species:

$$-\nabla p_{i,n} + \varrho_{i,n} \mathbf{g} = \mathbf{0}. \quad (14)$$

Using the ideal gas laws in Eq. (13) and the y -components of Eq. (14), we express the background gas pressures and mass densities as

$$p_{i,n}(y) = p_{i,n0} \exp\left(-\int_{y_r}^y \frac{dy}{\Lambda_{i,n}(y)}\right), \quad (15)$$

$$\varrho_{i,n}(y) = \frac{p_{i,n}(y)}{g \Lambda_{i,n}(y)}, \quad (16)$$

where $\Lambda_{i,n} = k_B T / (\mu_{i,n} g)$ are ion and neutral pressure scale heights, respectively, while $p_{i0} = 0.01$ Pa and $p_{n0} = 0.0003$ Pa denote the corresponding gas pressures at the reference level, taken here at $y = y_r = 50$ Mm.

We consider the height-dependent temperature, $T(y)$, model of Avrett & Loeser (2008); see Fig. 1 (top). This model also determines the equilibrium mass densities and gas pressure profiles. As the electron mass is very small in comparison to the mass of neutrals and ions, we neglect the electron dynamics. We note that the ion mass density is lower than that of the neutral component in the photosphere and low chromosphere (Fig. 1, middle). However, above the altitude of $y \approx 0.9$ Mm and especially above the transition region, which is located at $y \approx 2.1$ Mm, neutrals are much less numerous than ions. The presence of gravity in the system leads to the appearance of an acoustic cut-off period (Fig. 1, bottom). The formula is given as

$$P_{ac} = \frac{4\pi\Lambda}{C_s \sqrt{1 + 2 \frac{d\Lambda}{dy}}}, \quad (17)$$

where Λ is the pressure scale height, and $C_s = \sqrt{\gamma(p_i + p_n)/(\varrho_i + \varrho_n)}$ is the sound speed.

The pressure scale height Λ is responsible for the propagation of the waves when their period P is smaller than the P_{ac} . Otherwise, if this value is greater than or equal to P_{ac} , the waves are evanescent (Horace 1909). It is worth noting that the P_{ac} considered here is a local quantity that varies with height (Musielak et al. 2006).

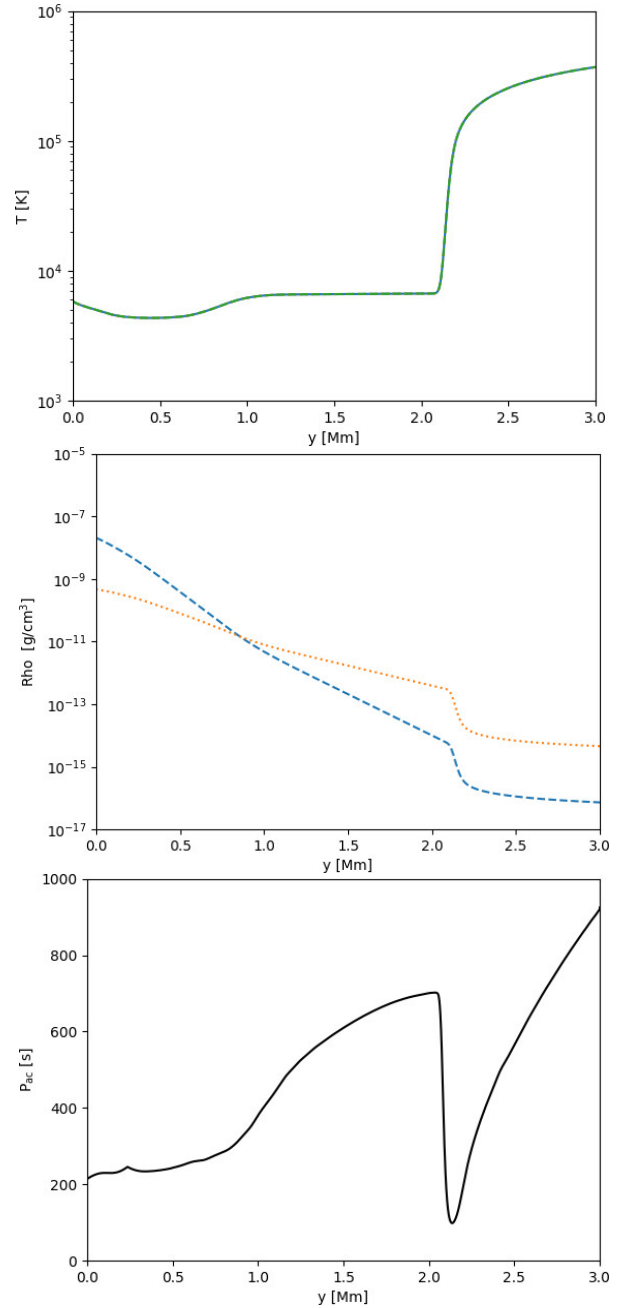


Fig. 1. Variation with height of the equilibrium temperature (top), mass densities (middle) of neutrals (dashed line) and ions (dotted line), and acoustic cut-off period (bottom).

The hydrostatic equilibrium described above is overlaid by a uniform vertical magnetic field of magnitude $B_y = 10$ Gs. Such a magnetic field is current-free ($\nabla \times \mathbf{B}/\mu = 0$) and therefore force-free ($(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}/\mu = 0$), and thus does not alter the hydrostatic equilibrium.

2.3. Impulsive perturbations

At $t = 0$ s, when the numerical simulations are started, we perturb the magnetohydrostatic equilibrium with a localized signal

in the vertical components of the ion and neutral velocities:

$$V_{iy}(y, t = 0) = V_{ny}(y, t = 0) = A \exp\left(-\left(\frac{y - y_0}{w}\right)^2\right), \quad (18)$$

where A is the amplitude of the pulse, w its width, and y_0 the height from which the pulse is launched. We consider the following cases: $A = 0.5 \text{ km s}^{-1}$, $A = 1 \text{ km s}^{-1}$, $A = 2 \text{ km s}^{-1}$, and $A = -5 \text{ km s}^{-1}$, combined with different widths of the pulse, namely $w = 0.1 \text{ Mm}$, $w = 0.25 \text{ Mm}$, and $w = 0.3 \text{ Mm}$; and various launching heights, namely $y_0 = 0 \text{ Mm}$, $y_0 = 0.25 \text{ Mm}$, and $y_0 = 0.5 \text{ Mm}$. The first two values of the amplitude A represent a typical flow associated with the solar granulation (e.g., [Falco et al. 2017](#)), while the third value corresponds to a stronger signal, and the last value mimics downdrafts. The implied value of the pulse amplitude $A = 0.5 \text{ km s}^{-1}$ is about six times larger than the local Alfvén speed, which for the value of $B_y = 10 \text{ Gs}$ used here is about $C_A = 0.08 \text{ km s}^{-1}$ at $y = 0 \text{ Mm}$ and much smaller than the local sound speed which is about $C_S = 7.5 \text{ km s}^{-1}$ at $y = 0 \text{ Mm}$. The characteristic width of the pulse, $w = 300 \text{ km}$, is comparable to the size of the smallest granules. The difference between the positive and negative values of the amplitude results in the ion and neutral fluids being pushed upwards and downwards, respectively. However, both negative and positive pulses spread into upward and downward propagating waves. We note that $y_0 = 0 \text{ Mm}$ corresponds to the bottom of the photosphere, $y_0 = 0.25 \text{ Mm}$ to the middle of the photosphere, and $y_0 = 0.5 \text{ Mm}$ is associated with its top. For simplicity, we consider only pulses in the ion and neutral vertical velocity components. The physical nature of realistic perturbations is indeed more complex than the dependence presented by Eq. (18). Moreover, we consider an impulsive perturbation launched at $t = 0 \text{ s}$, without first relaxing the system, because the relative numerical errors are small in all atmospheric layers (Fig. 2).

3. Numerical results

The one-dimensional numerical simulations are performed with the JOANNA code ([Wójcik et al. 2020](#)), which solves the above-mentioned two-fluid equations. We assume that the system has a slab geometry and that it is invariant along the x - and z -directions ($\partial/\partial x = \partial/\partial z = 0$), and the z -components of the velocities and the magnetic field are both set to zero ($V_{iz} = V_{nz} = B_z = 0$). Applying these simplifications, we remove Alfvén waves from the system which guides (affected by gravity) magnetoacoustic waves. Internal-gravity waves are absent in the system as they are unable to propagate along the gravity action.

The simulation domain is specified as $-0.5 \leq y \leq 60.0 \text{ Mm}$. The distance below 6.87 Mm is divided into 1024 cells, and therefore the size of the grid cells is $\Delta y \approx 7.2 \text{ km}$. Higher up, the grid is stretched and the remainder of the domain is covered by 128 cells. At the top and bottom boundaries of the simulation region, we set and hold all plasma quantities fixed to their equilibrium values, given by Eqs. (15) and (16).

3.1. Numerical test

Figure 2 illustrates time–distance plots for the ratio between the vertical component of the ion velocity and the local sound speed, V_{iy}/C_s , (top) and the relative perturbed temperature of ions, $\delta T_i/T = (T_i - T)/T$, (bottom) in the absence of any initial pulse (i.e., for $A = 0$ in Eq. (18)). The signals present in both panels result from numerical errors which are inherent features of every numerical code. As the max $|V_{iy}/C_s| \approx 0.08$ occurs in the corona,

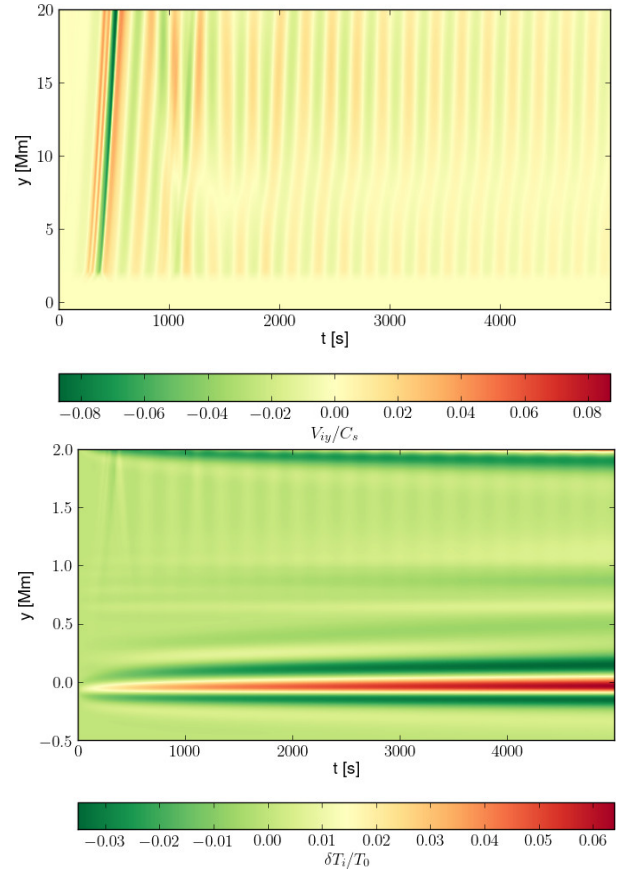


Fig. 2. Time–distance plots for V_{iy}/C_s (top) and $\delta T_i/T$ (bottom) in the case of no pulse ($A = 0$).

and it indicates that the vertical velocities resulting from the discretization are small in comparison to the local sound speed, we infer that the numerical errors induced in the velocity component V_{iy} are negligible. In the lower regions of the atmosphere, the numerical errors decrease to max $|V_{iy}/C_s| \approx 0.02$ in the chromosphere, and max $|V_{iy}/C_s| \approx 0.0002$ in the photosphere. Similarly, max $|\delta T_i/T| \approx 0.065$, showing that the numerical errors detected in the perturbed ion temperature are also negligibly small. In contrast to the numerical errors in velocity, the errors in the perturbed temperature decrease with height to max $|\delta T_i/T| \approx 0.03$ in the chromosphere, and max $|\delta T_i/T| \approx 0.02$ in the corona. The apparent periodicity in $\delta T_i/T$ (Fig. 2, bottom) may coincide with the acoustic cut-off period of the numerical noise.

3.2. Magnetoacoustic waves

3.2.1. Pulse amplitude effects

We first considered an initial pulse at the bottom of the photosphere ($y_0 = 0 \text{ Mm}$). The initial pulse, given by Eq. (18), excites magnetoacoustic waves. These waves can get shocked in the chromosphere ([Snow & Hillier 2021](#)). The formation of shock waves is clearly seen in the time–distance plots for V_{iy} (Fig. 3, top), and it is stronger for a larger value of $|A|$ (right-top). These shocks heat plasma through ion–neutral collisions. Similarly to the gravity action, two-fluid effects introduce dispersion for the ion magnetoacoustic and neutral acoustic waves which are described by Eqs. (1)–(13). As a result of this dispersion,

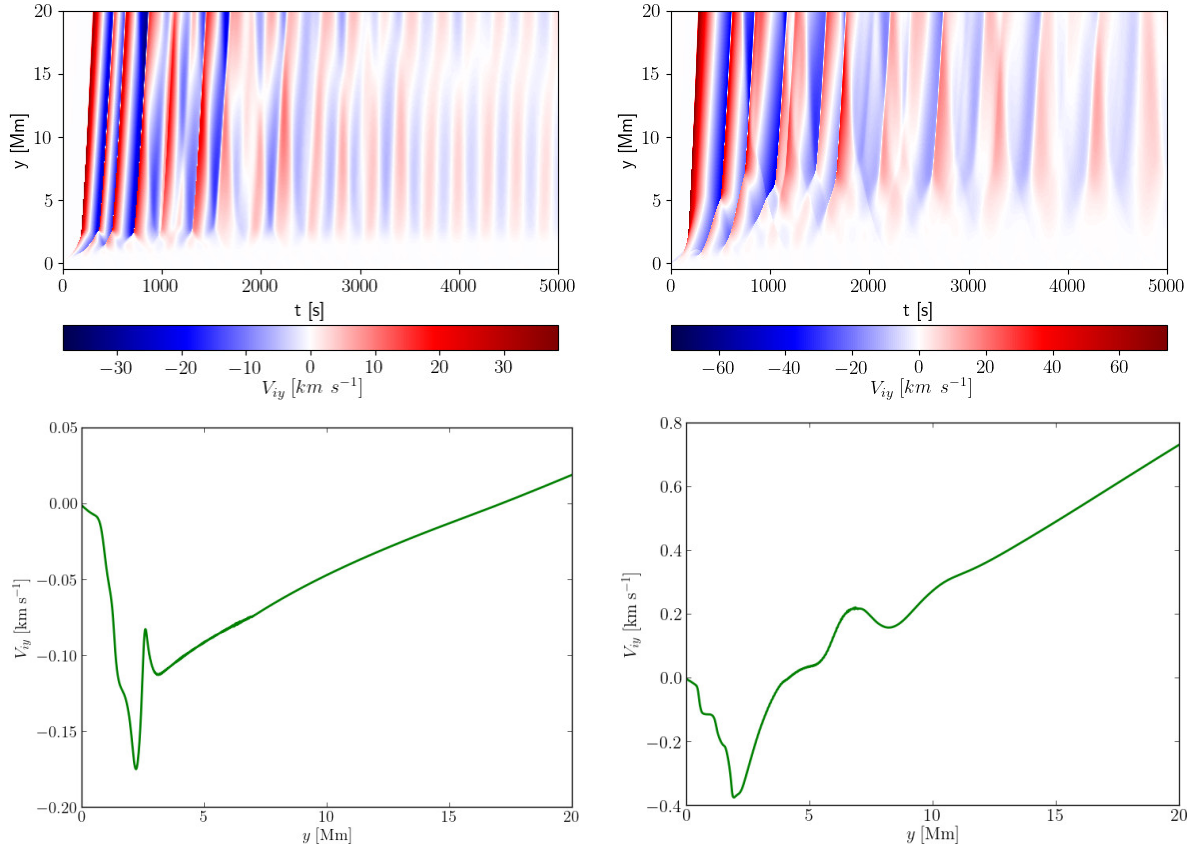


Fig. 3. Time–distance plots for V_{iy} (top) and averaged V_{iy} over time (bottom) for $y_0 = 0$ Mm, $A = 0.5 \text{ km s}^{-1}$ (left), and $A = -5 \text{ km s}^{-1}$ (right). The velocity is expressed in units of km s^{-1} .

the initial pulse spreads into a train of upward- and downward-propagating waves. The transition region oscillates as a natural consequence of the incoming train of waves which is clearly seen as upward- and downward-propagating waves. These waves move with the local tube speed which is subsonic and sub-Alfvénic. As gravity introduces characteristic spatial scales in the form of ion and neutral pressure scale heights, the amplitude of the oscillations in V_{iy} grows with height (top panels). At the top of the photosphere, namely at $y = 0.5$ Mm, the signal in V_{iy} is relatively small and reaches a maximum value there of 0.8 km s^{-1} for $A = 0.5 \text{ km s}^{-1}$ and 9 km s^{-1} for $A = -5 \text{ km s}^{-1}$. Similarly at later times, after $t = 10^3$ s, the signal is very weak as the impulsively generated magnetoacoustic waves have already left the system. Shock waves are generated up to $t \approx 700$ s. This means that because of this initial pulse, thermal energy is released until this time because it is mainly generated at the shocks by ion–neutral collisions.

The initial pulse also induces plasma flows. These are evident from the temporarily averaged vertical ion velocity given as

$$\langle V_{iy} \rangle = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} V_{iy} dt, \quad (19)$$

where $t_1 = 0$ s and $t_2 = 5000$ s. The outflows occur in the corona (Fig. 3, bottom). A higher amplitude pulse results in faster outflows originating from lower levels of the atmosphere. In particular, for $A = 0.5 \text{ km s}^{-1}$, $\langle V_{iy} \rangle$ grows almost linearly with height y , reaching a value of 0.02 km s^{-1} at $y = 20$ Mm (Fig. 3, bottom-

left). For $A = -5 \text{ km s}^{-1}$ the growth of $\langle V_{iy} \rangle$ with y is more abrupt than in the case of $A = 0.5 \text{ km s}^{-1}$ and $\langle V_{iy} \rangle$ attains a value of about 0.7 km s^{-1} at 20 Mm. This speed is smaller than in the semi-empirical data of Avrett & Loeser (2008), where the velocity is of the order of 40 km s^{-1} at $y = 3$ Mm. Downflows are observed in the lower atmospheric regions. Such upflows of $\langle V_{iy} \rangle = 2 \text{ km s}^{-1}$ and downflows of $\langle V_{iy} \rangle < 10 \text{ km s}^{-1}$ were reported by Kayshap et al. (2015) and more recently also by Tian et al. (2021).

Figure 4 (left panel) illustrates the ion mass flux, $F_{\varrho_{iy}} = \varrho_{iy} V_{iy}$, which in contrast to the ion velocity reaches its highest values below the transition region. Negative values of the flux are observed only in the initial phase of the wave evolution lasting up to $t \approx 200$ s. The magnetoacoustic waves, which are reflected from the transition region, are represented by the stripes leaning towards the y -axis. The right panel presents the vertical profile of the averaged (over time) ion mass flux which reaches its lowest value of $F_{\varrho_{iy}} = -0.2 \times 10^{-6} \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at $y = 0.2$ Mm. Higher up, it abruptly grows to $F_{\varrho_{iy}} = 10^{-6} \text{ g cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at $y = 1.5$ Mm and then remains essentially constant with height.

Figure 5 (top) illustrates the velocity drift, $\delta V = V_{iy} - V_{ny}$, which grows with height, reaching its maximum magnitude in the upper chromosphere. However, at the bottom of the numerical region, ions and neutrals are strongly coupled, and therefore they propagate with almost the same velocity. As the quantity δV attains its largest values in the initial phase, we infer that plasma heating can take place up to $t = 10^3$ s after the initial pulse. The values of the velocity drift are small, which indicates that ions and neutrals are strongly coupled. In the right-top panel, at the

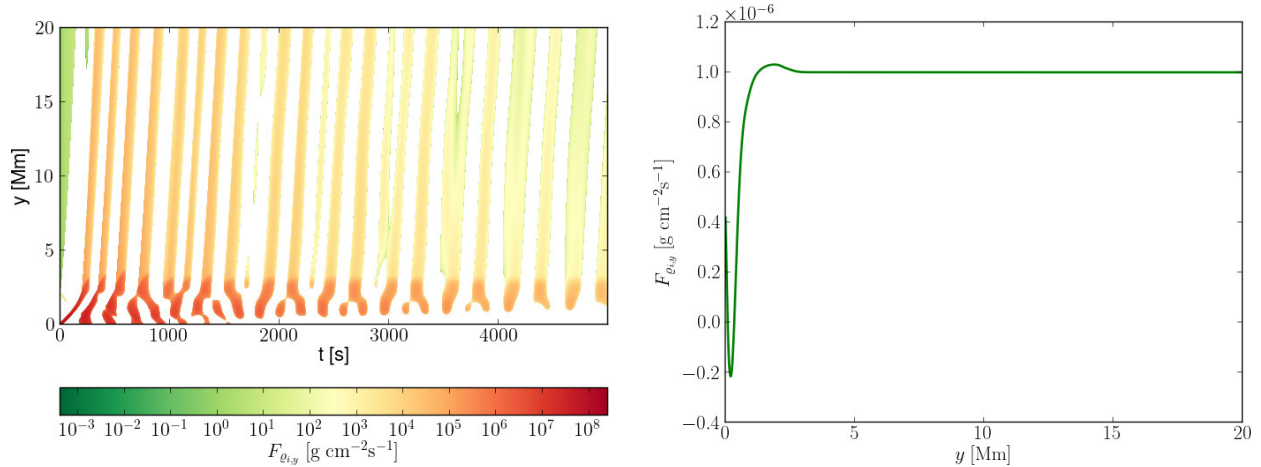


Fig. 4. Time–distance plots for ion mass flux, $F_{\varrho_i y} = \varrho_i V_{iy}$ (left), and its profile averaged over time (right) for the initial pulse with width $w = 0.3$ Mm and amplitude $A = 0.5 \text{ km s}^{-1}$, launched from $y = y_0 = 0$ Mm.

bottom of the photosphere, $y = 0$ Mm, and below at $y \approx 0.2$ Mm and $y \approx 0.5$ Mm we observe some oscillatory signatures. Signatures at $y = 0$ Mm, and $y \approx 0.2$ Mm look like quasi-harmonic decaying oscillations while the third one at $y \approx 0.5$ Mm is seen as faster decaying waves propagating upward. As they appear at the bottom of the simulation box they, may result from numerical errors.

The middle panels of Fig. 5 show the relative perturbed temperature specified as

$$\frac{\delta T_i}{T} = \frac{T_i - T}{T}. \quad (20)$$

This quantity reaches its largest magnitude of 0.55 at $y \approx 2$ Mm for $A = 0.5 \text{ km s}^{-1}$ and 0.8 at $y \approx 2$ Mm for $A = -5 \text{ km s}^{-1}$, while the photosphere is hardly heated at all. We note that the signals in the top and middle panels exhibit a level of correlation, which means that the chromospheric plasma is heated by the ion–neutral collisions.

From Eqs. (10) and (11) we infer that the velocity drift, δV , contributes an important part to the heating and this contribution is particularly effective at shocks, which is clearly seen in Fig. 5 (top). This was also noticed by Zhang et al. (2021) and Snow & Hillier (2021) from similar simulations in a different setup. This heating can be quantified by the quantity $\delta T_i/T$ which is displayed on Fig. 5 (middle).

We define the time-averaged relative perturbed temperature as

$$\left\langle \frac{\delta T_i}{T} \right\rangle = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \frac{\delta T_i}{T} dt, \quad (21)$$

where $t_1 = 0$ s and $t_2 = 5000$ s. This quantity is illustrated in the bottom panel of Fig. 5. We note that the chromosphere is more strongly heated for higher values of the pulse amplitude $|A|$. The lowest averaged temperature is seen in the top of the photosphere and above this region the atmosphere is heated to a greater temperature. For $A = -5 \text{ km s}^{-1}$, all values of $\langle \delta T_i/T \rangle$ are positive and the minimum of $\langle \delta T_i/T \rangle \approx 0$ at $y \approx 0.4$ Mm takes place at the equilibrium temperature minimum (Avrett & Loeser 2008), where the magnetoacoustic waves experience reflections. $\langle \delta T_i/T \rangle$ reaches a value of about 2.3 at $y = 2$ Mm, at the top of the chromosphere. A characteristic flattening is present within the lower levels of the middle chromosphere, from $y \approx 0.8$ Mm

to $y \approx 1$ Mm. Above this plateau, $\langle \delta T_i/T \rangle$ suddenly increases with y (bottom-right).

We note that the temperature is reduced permanently in the photosphere with essentially unseen waves in $\delta T_i/T$ (Fig. 5, middle). In the chromosphere, we observe oblique stripes which are leaned towards the vertical axis and represent magnetoacoustic waves. In the case of $A = 0.5 \text{ km s}^{-1}$, $\max(\delta T_i/T) \approx 0.6$ at $y = 1.8$ Mm, which is located in the chromosphere (middle-left). As for larger absolute values of amplitude, for example for $A = -5 \text{ km s}^{-1}$ (middle-right), the generated shocks are more pronounced than for $A = 0.5 \text{ km s}^{-1}$, and result in more intensive heating with $\max(\delta T_i/T) \approx 0.8$ in the middle of the chromosphere at $y = 1.1$ Mm (Fig. 5, middle).

3.2.2. Pulse width effect

In order to study how the width of the pulse, w , affects the plasma heating, we performed some parametric studies. From Fig. 6 (top) we infer that increasing w from 0.1 Mm to 0.25 Mm results in a significant heating of the chromosphere. However, for $w = 0.1$ Mm, only the top layer of the chromosphere is heated (top-left), while a wider pulse width, $w = 0.3$ Mm, results in heating of the whole chromosphere (top-right). Similarly, the cooling during the first 200 s is more pronounced for the wider pulse, and results from the plasma being rarefied.

3.2.3. Pulse launching height effect

Figure 6 (bottom) shows time–distance plots for $\delta T_i/T$ for different pulse-launching heights, that is, for different values of the parameter y_0 . A higher value of y_0 results in a smaller value of $\max(\delta T_i/T)$ at a given height y . This is the consequence of a pressure scale-height over which, according to linear theory, the amplitude of the signal grows e -times (e.g., Nakariakov & Verwichte 2005). For the pulse launched from a higher level y_0 , with the same amplitude, the signal passes fewer scale heights, reaching a given level y . Consequently, δV and $\delta T_i/T$ are smaller (at a given height y) for a larger value of y_0 .

Figure 7 illustrates the relative perturbed temperature averaged over time and height, H , defined as

$$H = \frac{1}{y_1 - y_0} \int_{y_0}^{y_1} \left\langle \frac{\delta T_i}{T} \right\rangle dy. \quad (22)$$

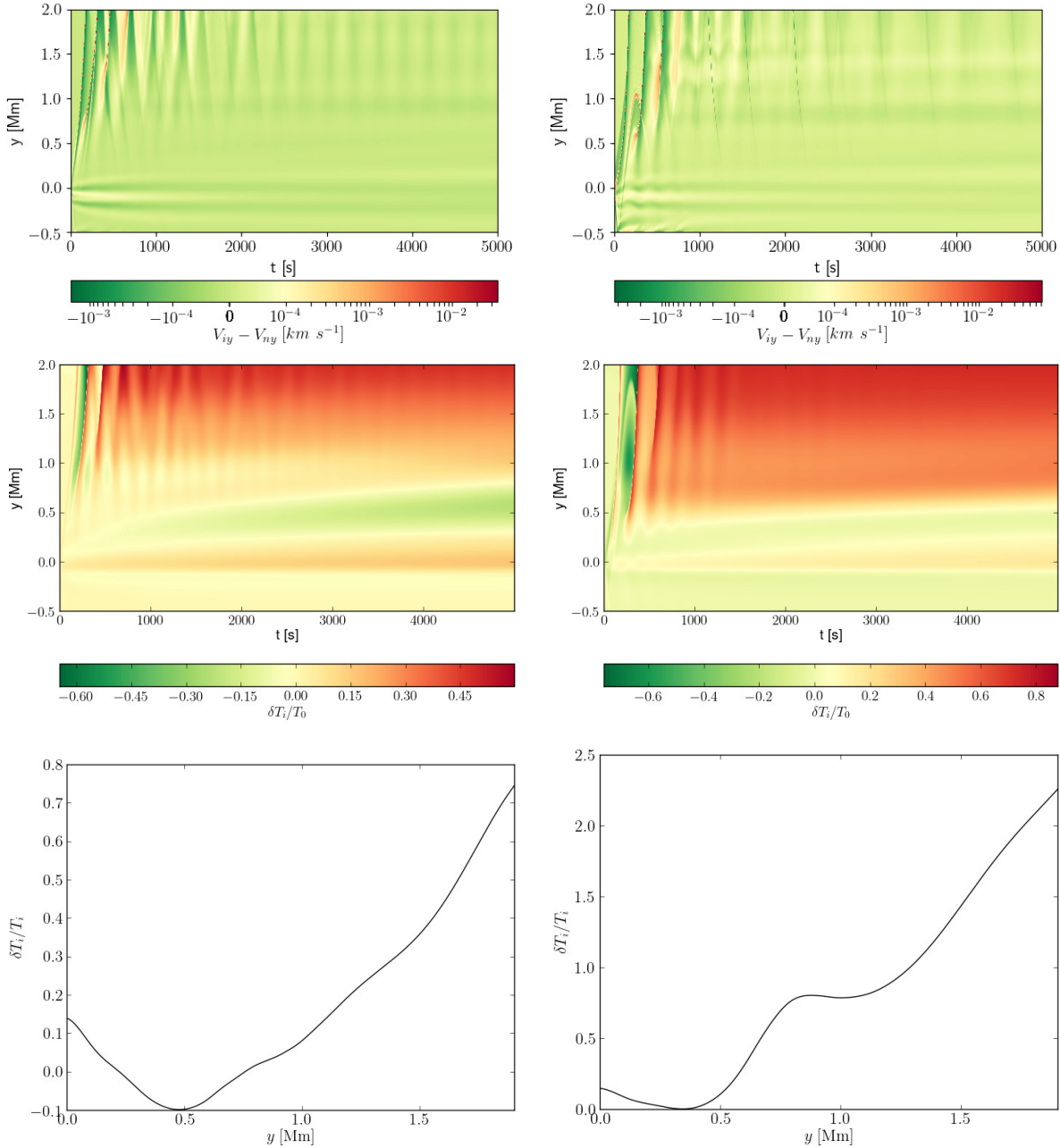


Fig. 5. Time–distance plots for the velocity drift, $V_{iy} - V_{ny}$ (top), $\delta T_i/T$ (middle), and averaged $\delta T_i/T$ over time (bottom) for the pulse with width $w = 0.3$ Mm, launched from $y = y_0 = 0$ Mm and with amplitude: $A = 0.5 \text{ km s}^{-1}$ (left) and $A = -5 \text{ km s}^{-1}$ (right).

Here, $y_1 = 1.9$ Mm.

The higher value of the pulse amplitude $|A|$ results in more significant heating of the photosphere and chromosphere (top). Similarly, a higher magnitude of the pulse width w leads to a higher value of H (middle). Finally, in creasing the pulse launching height y_0 corresponds to less heating below the transition region with a fall-off of $H(y_0)$ resulting from the pressure scale height (bottom). For a larger value of y_0 , the distance to the transition region covers fewer pressure scale heights and the signal has less chance to increase its amplitude and consequently to generate stronger shocks with less thermal energy release. The value of $H = 1$ would correspond to an average relative temperature increase in the photosphere and chromosphere by 100%. How-

ever, we do not reach such a value in our results because the amplitude of the pulse is insufficient to induce such strong heating.

3.2.4. Outflow velocities and Fourier power spectrum

Figure 8 shows the maximum ion outflow velocity, $\max(V_{iy})$, for different pulse parameters. Similarly to in Fig. 7, a pulse with larger absolute amplitude (top) and width (middle) results in a higher value of the maximum outflow velocity $\max(V_{iy})$. As we increase the launching altitude of the initial pulse, y_0 , the velocity naturally decreases (bottom).

Figure 9 presents Fourier power spectrum for wave period P versus height. The initial pulse has a Gaussian spectrum of wave

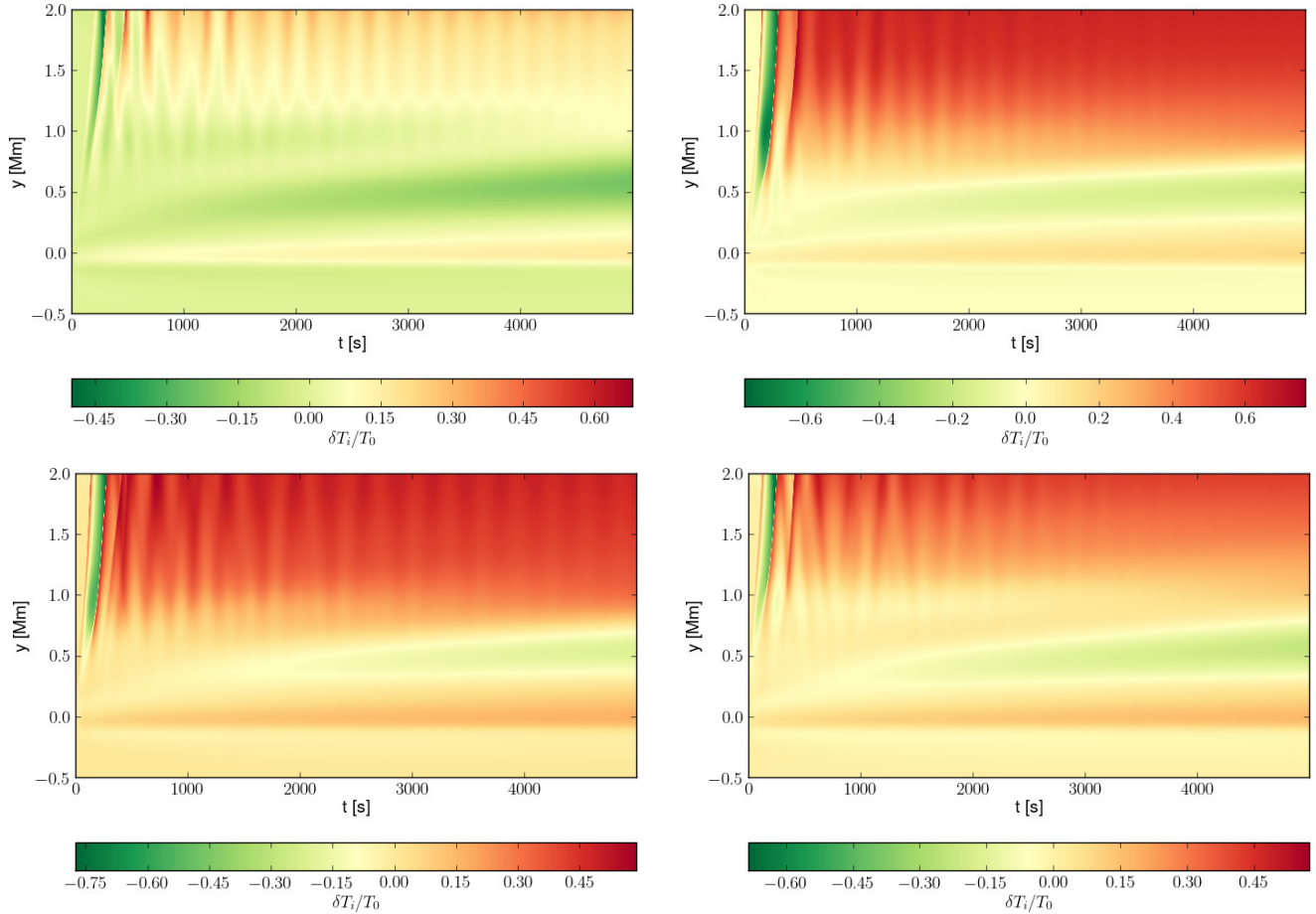


Fig. 6. Time–distance plots for $\delta T_i/T$ for the pulse with amplitude $A = 2 \text{ km s}^{-1}$ and width $w = 0.1 \text{ Mm}$ (top-left) and $w = 0.25 \text{ Mm}$ launched from $y = y_0 = 0 \text{ Mm}$ (top-right), and for $w = 0.3 \text{ Mm}$ launched from $y_0 = 0.25 \text{ Mm}$ (bottom-left) and $y_0 = 0.5 \text{ Mm}$ (bottom-right).

number k which results in a spectrum of period P . The steepening of the magnetoacoustic waves results from the growing wave amplitude with height. Hence, waves with shorter wavelengths and wave periods are present for higher y -values in their Fourier spectra. For the pulse launched from $y = y_0 = 0 \text{ Mm}$ (top), the main wave period of the downward-propagating waves becomes approximately the same for all values of $y < 0 \text{ Mm}$ and is equal to about 250 s. Higher up, however, the period P decays with increasing y , and attains values close to 200 s. As a result of the cut-off only short-period waves can propagate upwards while long-period waves become evanescent. Hence, the relative contribution of long P waves weakens with increasing y . We note that some of our data fits the observational findings of Wiśniewska et al. (2016), represented by diamonds over-plotted on the power spectra, and Kayshap et al. (2018), denoted by dots. The agreement of the theory with the observational data indicates that the results can be used to determine the background structure of the solar atmosphere and confirms that wave generation by the solar granulation in the partially ionized plasma dominates the behavior of the waves. For a pulse at the bottom of the photosphere ($y = y_0 = 0 \text{ Mm}$, Fig. 9 (top)), a jump in the dominant wave period is observed close to the height $y = 1.5 \text{ Mm}$, which reaches a magnitude of 300 s. The signal launched from the bottom of the photosphere with the main period $P = 250 \text{ s}$ thus reaches the corona with $P = 300 \text{ s}$. The wave periods in the photosphere are lower than P_{ac} in this region,

because $\max P_{\text{ac}} = 240 \text{ s}$ at $y = 0.5 \text{ Mm}$, which means that magnetoacoustic waves are evanescent. However, in the corona above $y = 2.3 \text{ Mm}$, the acoustic cut-off period reaches values larger than $P = 300 \text{ s}$. However, this is not the case for a pulse launched at a somewhat greater height, in the middle of the photosphere, namely for $y = y_0 = 0.25 \text{ Mm}$ (see Fig. 9 (bottom)). Moreover, in this case the layers below the photosphere ($y < 0$) oscillate with a dominant wave period of 225 s. In the photosphere, this wave period is also dominant and this time it increases slightly with height in the photosphere. Moreover, in this case there is a second dominant period, namely 250 s. In fact, this wave period is also the dominant one in the upper chromosphere and low corona in this case.

4. Summary and conclusions

In this paper we consider two-fluid ion magnetoacoustic and neutral acoustic waves that are initially (at $t = 0 \text{ s}$) excited by a pulse in a vertical component of the ion and neutral velocities. The full set of two-fluid equations is solved by the JOANNA code (Wójcik et al. 2020). The results of the numerical simulations presented in this paper can be summarized as follows.

The triggered magnetoacoustic waves transform into shock waves and through ion–neutral collisions they convert their energies into thermal energy contributing to heating of the chromospheric plasma. Increasing the amplitude of the pulse leads to

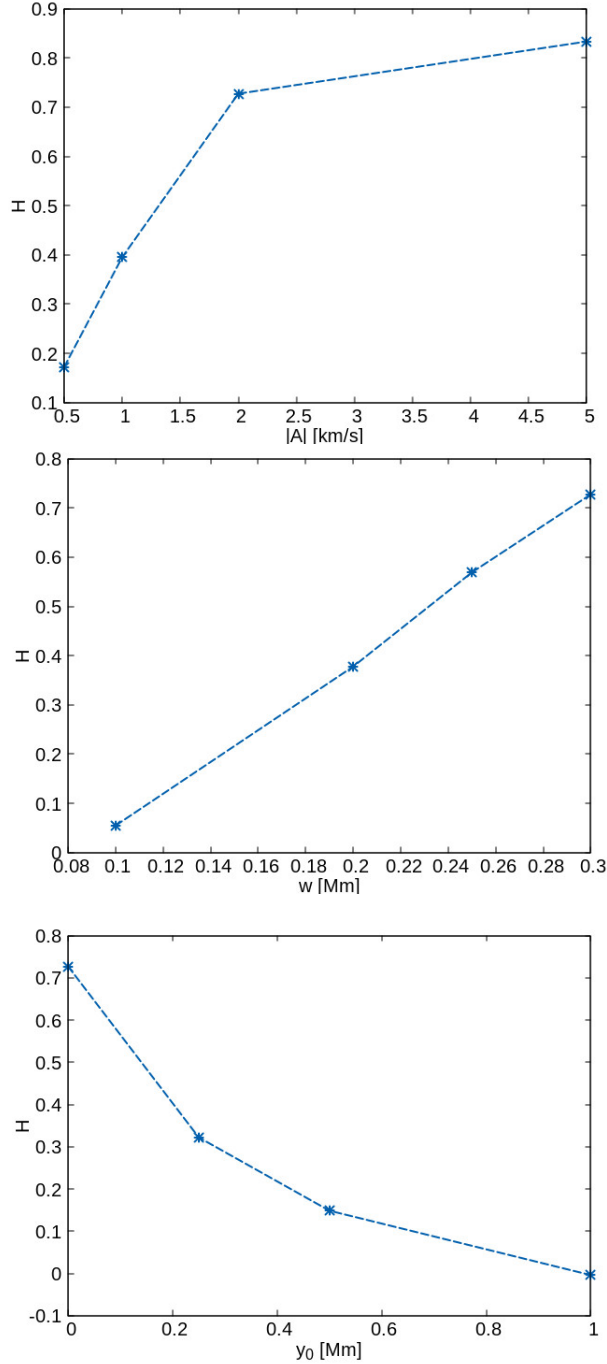


Fig. 7. Relative perturbed temperature averaged over time and height, H , vs. $|A|$, for $y_0 = 0$ Mm and $w = 0.3$ Mm (top); w for $A = 2$ km s⁻¹ and $y_0 = 0$ Mm (middle); and y_0 for $A = 2$ km s⁻¹ and $w = 0.3$ Mm (bottom).

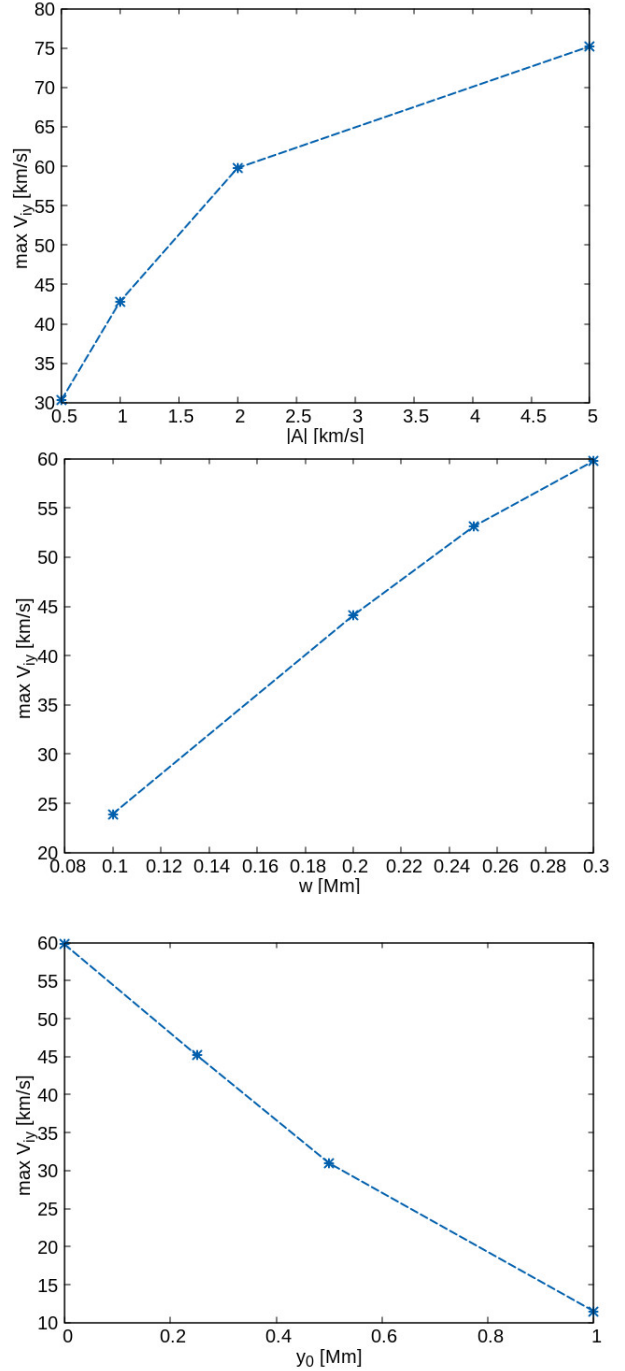


Fig. 8. Maximum value of V_{iy} vs. $|A|$, for $y_0 = 0$ Mm and $w = 0.3$ Mm (top); w for $A = 2$ km s⁻¹ and $y_0 = 0$ Mm (middle); and y_0 for $A = 2$ km s⁻¹ and $w = 0.3$ Mm (bottom).

a significant heating of the chromosphere, which for the highest absolute value of the amplitude considered, $A = -5$ km s⁻¹, is clearly seen to occur in the upper part of the chromosphere, above the level $y = 1$ Mm. Moreover, the heating of the chromosphere is correlated with a velocity drift which increases with height up to $y = 2$ Mm. This means that the chromosphere is heated by the ion–neutral collisions. The parametric studies we performed for various widths of the pulse show that a wider pulse

corresponds to more plasma heating spread over the whole chromosphere. On the other hand, the investigation of quasi-periodic MHD waves by Nakariakov et al. (2005) showed that a wider pulse is less effective in generating quasi-periodic wave trains. The problem of impulsively generated wave trains was also studied by Yu et al. (2017) who concluded that the diversity of group speed characteristics has an impact on the temporal evolution of impulsively generated wave trains. A pulse launched from a

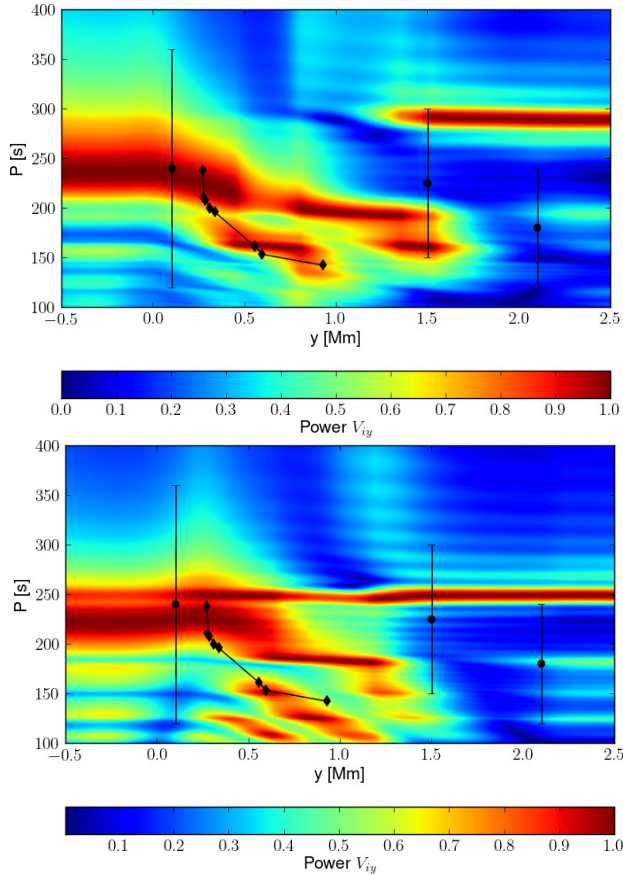


Fig. 9. Fourier period P for V_{iy} vs. height, in the case of the initial pulse with amplitude $A = 0.5 \text{ km s}^{-1}$, width $w = 0.3 \text{ Mm}$, and launched from $y = y_0 = 0 \text{ Mm}$ (top) and $y = y_0 = 0.25 \text{ Mm}$ (bottom). The observational data of Wiśniewska et al. (2016) and Kayshap et al. (2018) are represented by diamonds and dots with the vertical error bars, respectively.

higher level (with the same amplitude), on the other hand, results in less heating as the amplitude of upwardly propagating signal cannot grow significantly with height before reaching the transition region. Both the plasma temperature and maximum ion velocity increase with increasing pulse amplitude and width, while the opposite trend is seen for higher values of y_0 , that is, for launching the pulse higher up. The pulses considered in this paper result in shocks that lead to a release of thermal energy which in turn helps to sustain the chromosphere. We arrive at a further conclusion, namely that even a single pulse can drive vertical plasma outflows which higher up can result in (contributions to) the origin of the solar wind.

Acknowledgements. The authors express their gratitude to the reviewer for his/her stimulating comments and suggestions. The JOANNA code was written by Dr. Dariusz Wójcik. This work was done within the framework of the project from the National Science Centre (NCN) grant nos. 2017/25/B/ST9/00506 and 2020/37/B/ST9/00184. Numerical simulations were performed on the LUNAR cluster at the Institute of Mathematics of University of M. Curie-Skłodowska, Lublin, Poland. SP is supported by the project EUHFORIA 2.0 which has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under grant agreement No 870405, and by the projects C14/19/089 (C1 project Internal Funds KU Leuven), G.0D07.19N (FWO-Vlaanderen), SIDC Data Exploitation (ESA Prodex-12), and the Belspo projects BR/165/A2/CCSOM and B2/191/P1/SWiM.

References

- Arber, T. D., Brady, C. S., & Shelyag, S. 2016, *ApJ*, **817**, 94
 Avrett, E. H., & Loeser, R. 2008, *ApJS*, **175**, 229
 Ballester, J. L., Alexeev, I., Collados, M., et al. 2018, *Space Sci. Rev.*, **214**, 58
 Biermann, L. 1951, *ZAp*, **29**, 274
 Biermann, L. 1946, *Naturwissenschaften*, **33**, 118
 Braginskii, S. I. 1965, *Rev. Plasma Phys.*, **1**, 205
 Carlsson, M., & Stein, R. F. 1995, *ApJ*, **440**, L29
 Carlsson, M., & Stein, R. F. 2002, *ApJ*, **572**, 626
 De Pontieu, B., Martens, P. C. H., & Hudson, H. S. 2001, *ApJ*, **558**, 859
 De Pontieu, B., McIntosh, S. W., Carlsson, M., et al. 2007, *Science*, **318**, 1574
 Duckenfield, T. J., Kolotkov, D. Y., & Nakariakov, V. M. 2021, *A&A*, **646**, A155
 Erdélyi, R., & James, S. P. 2004, *A&A*, **427**, 1055
 Falco, M., Puglisi, G., Guglielmino, S. L., et al. 2017, *A&A*, **605**, A87
 Goodman, M. L. 2011, *ApJ*, **735**, 45
 Hollweg, J. V., Jackson, S., & Galloway, D. 1982, *Sol. Phys.*, **75**, 35
 Horace, L. 1909, *Proc. London Math. Soc.*, **2**, 122
 Kayshap, P., Banerjee, D., & Srivastava, A. K. 2015, *Sol. Phys.*, **290**, 2889
 Kayshap, P., Murawski, K., Srivastava, A. K., Musielak, Z. E., & Dwivedi, B. N. 2018, *MNRAS*, **479**, 5512
 Khodachenko, M. L., Arber, T. D., Rucker, H. O., & Hanslmeier, A. 2004, *A&A*, **422**, 1073
 Khomenko, E., Collados, M., Díaz, A., & Vitas, N. 2014, *Phys. Plasmas*, **21**, 092901
 Kolotkov, D. Y., Nakariakov, V. M., & Zavershinskii, D. I. 2019, *A&A*, **628**, A133
 Kolotkov, D. Y., Duckenfield, T. J., & Nakariakov, V. M. 2020, *A&A*, **644**, A33
 Kudoh, T., & Shibata, K. 1999, *ApJ*, **514**, 493
 Kuźma, B., Wójcik, D., & Murawski, K. 2019, *ApJ*, **878**, 81
 Kuźma, B., Murawski, K., Musielak, Z. E., Poedts, S., & Wójcik, D. 2021, *A&A*, **652**, A88
 Leake, J. E., Arber, T. D., & Khodachenko, M. L. 2005, *A&A*, **442**, 1091
 Leake, J. E., DeVore, C. R., Thayer, J. P., et al. 2014, *Space Sci. Rev.*, **184**, 107
 Maneva, Y. G., Alvarez Laguna, A., Lani, A., & Poedts, S. 2017, *ApJ*, **836**, 197
 Marsch, E. 2006, *Liv. Rev. Solar Phys.*, **3**, 1
 Matsumoto, T., & Suzuki, T. K. 2012, *ApJ*, **749**, 8
 Meier, E. T., & Shumlak, U. 2012, *Phys. Plasmas*, **19**
 Musielak, Z. E., Musielak, D. E., & Mobashi, H. 2006, *Phys. Rev.*, **73**
 Nakariakov, V. M., & Verwichte, E. 2005, *Liv. Rev. Solar Phys.*, **2**, 3
 Nakariakov, V. M., Pascoe, D. J., & Arber, T. D. 2005, *Space Sci. Rev.*, **121**, 115
 Nakariakov, V. M., Afanasyev, A. N., Kumar, S., & Moon, Y. J. 2017, *ApJ*, **849**, 62
 Narain, U., & Ulmschneider, P. 1996, *Space Sci. Rev.*, **75**, 453
 Ofman, L. 2005, *Space Sci. Rev.*, **120**, 67
 Oliver, R., Soler, R., Terradas, J., & Zaqarashvili, T. V. 2016, *ApJ*, **818**, 128
 Osterbrock, D. E. 1961, *ApJ*, **134**, 347
 Parker, E. N. 1958, *ApJ*, **128**, 664
 Parker, E. N. 1965, *Space Sci. Rev.*, **4**, 666
 Piddington, J. H. 1956, *MNRAS*, **116**, 314
 Popescu Braileanu, B., Lukin, V. S., Khomenko, E., & de Vicente, Á. 2019, *A&A*, **627**, A25
 Prasad, A., Srivastava, A. K., & Wang, T. J. 2021, *Sol. Phys.*, **296**, 20
 Schwarzschild, M. 1948, *ApJ*, **107**, 1
 Shelyag, S., Khomenko, E., Przybylski, D., Vitas, N., & de Vicente, A. 2016, *AGU Fall Meeting Abstracts* (), SH21E-2565.
 Snow, B., & Hillier, A. 2021, *A&A*, **645**, A81
 Soler, R., Terradas, J., Oliver, R., & Ballester, J. L. 2017, *ApJ*, **840**, 20
 Tian, H., Harra, L., Baker, D., Brooks, D. H., & Xia, L. 2021, *Sol. Phys.*, **296**, 47
 Tu, C.-Y. 1987, *Sol. Phys.*, **109**, 149
 Tu, J., & Song, P. 2013, *ApJ*, **777**, 53
 Tu, C.-Y., Zhou, C., Marsch, E., et al. 2005, *Science*, **308**, 519
 Ulmschneider, P., & Musielak, Z. 2003, *ASP Conf. Ser.*, **286**, 363
 van der Holst, B., Sokolov, I. V., Meng, X., et al. 2014, *ApJ*, **782**, 81
 Van Doorselaere, T., Srivastava, A. K., Antolin, P., et al. 2020, *Space Sci. Rev.*, **216**, 140
 Vranjes, J., & Krstić, P. S. 2013, *A&A*, **554**, A22
 Wiśniewska, A., Musielak, Z. E., Staiger, J., & Roth, M. 2016, *ApJ*, **819**, L23
 Wójcik, D., Kuźma, B., Murawski, K., & Srivastava, A. K. 2019, *ApJ*, **884**, 127
 Wójcik, D., Kuźma, B., Murawski, K., & Musielak, Z. E. 2020, *A&A*, **635**, A28
 Yu, H., Li, B., Chen, S.-X., Xiong, M., & Guo, M.-Z. 2017, *ApJ*, **836**, 1
 Zaqarashvili, T. V., Khodachenko, M. L., & Rucker, H. O. 2011a, *A&A*, **534**, A93
 Zaqarashvili, T. V., Khodachenko, M. L., & Rucker, H. O. 2011b, *A&A*, **529**, A82
 Zaqarashvili, T. V., Khodachenko, M. L., & Soler, R. 2013, *A&A*, **549**, A113
 Zhang, F., Poedts, S., Lani, A., Kuźma, B., & Murawski, K. 2021, *ApJ*, **911**, 119

Impulsively generated two-fluid magnetoacoustic-gravity waves: Solar chromosphere heating and plasma outflows

R. Niedziela¹, K. Murawski¹, L. Kadowaki¹, T. Zaqarashvili^{2,3,5}, and S. Poedts^{4,1}

¹ Institute of Physics, University of Maria Curie-Skłodowska, Pl. Marii Curie-Skłodowskiej 5, 20-031 Lublin, Poland
e-mail: robert.niedziela.96@gmail.com

² IGAM, Institute of Physics, University of Graz, Universitätsplatz 5, 8010 Graz, Austria

³ School of Natural Sciences and Medicine, Ilia State University, Cholokashvili Ave. 3/5, Tbilisi 0162, Georgia

⁴ Centre for Mathematical Plasma Astrophysics/Department of Mathematics, KU Leuven, Celestijnenlaan 200B, 3001 Leuven, Belgium

⁵ Abastumani Astrophysical Observatory, Mount Kanobili, Abastumani, Georgia

Received 30 August 2022 / Accepted 24 September 2022

ABSTRACT

Context. We use a two-fluid model to study the heating of the solar chromosphere by magnetoacoustic and magnetoacoustic-gravity waves. In the model, we include energy dissipation as a result of ion–neutral collisions.

Aims. The aim of this paper is to study impulsively generated two-fluid magnetoacoustic and magnetoacoustic-gravity waves and to quantify their contribution to chromosphere heating and the generation of plasma outflows.

Methods. We consider a 2D model of the gravitationally stratified and partially ionized solar atmosphere that is permeated by a vertical magnetic field. To describe the dynamics of the atmosphere, we use a set of two-fluid equations which we solve numerically with the use of the JOANNA code.

Results. We show that large-amplitude impulsively generated magnetoacoustic-gravity waves can efficiently heat the chromosphere and generate plasma outflows in the low solar corona. The chromosphere is heated by ion–neutral collisions, which are most effective at the top of this atmospheric layer. Wider and larger amplitude pulses heat the atmosphere more effectively and generate faster plasma outflows.

Conclusions. Large-amplitude, impulsively generated two-fluid magnetoacoustic-gravity waves have the potential to contribute to the solar chromosphere heating and plasma outflows in the low corona.

Key words. magnetohydrodynamics (MHD) – waves – Sun: activity – Sun: atmosphere

1. Introduction

The solar atmosphere can be divided into three main plasma layers based on the differences in physical quantities such as temperature, plasma density, and ionization degree. The lowest region, called the photosphere, extends up to 0.5 Mm and has a relatively low temperature of about 5600 K at its bottom which decreases with height to a minimum of about 4300 K at its top. Higher up is the 2 Mm wide chromosphere with a temperature that rises to about 10^4 – 10^5 K. The low temperature of the bottom atmospheric layers makes it weakly ionized with an ionization degree of only about 10^{-4} at the top of the photosphere, but it increases with height from there onward as the temperature also increases (Khomenko et al. 2014). The corona, which is the top solar atmosphere layer, has an average temperature of 1–3 MK. As a result of this high temperature, the plasma in this region is essentially fully ionized.

The solar atmosphere is penetrated by a diversity of waves. Among them, magnetohydrodynamic (MHD) waves can be distinguished, including fast and slow magnetoacoustic waves (MAWs), Alfvén waves, and the entropy mode (Alfvén 1942; Thomas 1983; Nakariakov & Verwichte 2005; Roberts 2006; Ballester et al. 2018). These waves may form shocks that locally heat the atmosphere (e.g., Ulmschneider et al. 1978; Carlsson & Stein 1995). As the chromosphere is only partially

ionized, neutrals can play an important role in heating this layer. One of the different dissipation mechanisms is ion–neutral collisions which can lead to wave damping and the thermalization of wave energy (Erdélyi & James 2004; Khodachenko et al. 2004; Forteza et al. 2007). The presence of neutral particles can thus result in the damping of Alfvén waves in chromospheric spicules (Zaqarashvili et al. 2011). Alfvén waves were also studied in the context of collisional damping (Leake et al. 2005; Soler 2013; Kuźma et al. 2020). These collisional energy dissipation mechanisms constitute an important component in the chromosphere heating.

Internal gravity (henceforth gravity) waves are disturbances in a gravitationally stratified medium. They are anisotropic as they are unable to propagate along the gravity action. Wave periods of these oscillations are higher than the Brunt–Väisälä cut-off period (Moore & Spiegel 1964). The first studies regarding the heating of the solar atmosphere by gravity waves were performed by Whitaker (1963), following the suggestions of Hines (1960) who showed that these waves significantly contribute to the transfer of energy, which should be included in heating models. The energy transfer between gravity and MAWs may be important in the context of atmosphere heating. It was shown that gravity waves can heat the lower chromosphere due to radiative damping (Lighthill 1967). The first piece of observational evidence of internal waves in the solar atmosphere

was provided by [Schmieder \(1976\)](#) and [Cram \(1978\)](#). Studies by [Mihalas & Toomre \(1981, 1982\)](#) showed that internal wave dissipation dominates the mid-chromosphere, transferring all energy to these heights. Studies of ion magnetoacoustic-gravity and neutral acoustic-gravity waves by [Vigeesh et al. \(2017\)](#) show local heating of magnetic flux tubes.

In the previous paper, [Niedziela et al. \(2021\)](#), henceforth Paper I) show that triggered photospheric MAWs can heat the chromosphere through ion–neutral collisions. The authors adopted a one-dimensional (1D) model which does not enable internal gravity waves to propagate. As a result, this model requires a refinement by extending it into 2D geometry, which is the goal of the present paper. In this way, internal gravity waves naturally appear in the model in which we focus on chromospheric heating by ion–neutral collisions and related plasma outflows that are generated in the solar corona.

This paper is organized as follows. The two-fluid equations, the equilibrium model, and the initial pulse are presented in Sect. 2. The setup of the numerical simulations is described in Sect. 3 and the results of these simulations are described in Sect. 4. This paper is concluded by a discussion and a summary of the results in Sect. 5.

2. Numerical model of the solar atmosphere

2.1. Two-fluid equations

In our physical model, we consider the gravitationally stratified solar atmosphere. The plasma in the chromosphere is partially ionized and therefore contains both ions and neutrals. We assume that the chromospheric plasmas consist of protons and neutrals, and the ions are made of hydrogen atoms (i.e. they have a charge of +1). A realistic model to describe the plasma dynamics in lower atmosphere layers is based on using the two-fluid equations which can be split into those for neutrals and those for ions + electrons ([Zaqarashvili et al. 2011](#); [Leake et al. 2014](#); [Oliver et al. 2016](#); [Maneva et al. 2017](#); [Popescu Braileanu et al. 2019](#)). The set of equations for neutrals (hereafter indicated by the index n) is given by the following:

$$\frac{\partial \varrho_n}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_n \mathbf{V}_n) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial (\varrho_n \mathbf{V}_n)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_n \mathbf{V}_n \mathbf{V}_n + p_n \mathbf{I}) = \varrho_n \mathbf{g} - \alpha_c (\mathbf{V}_n - \mathbf{V}_i), \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_n}{\partial t} + \nabla \cdot [(E_n + p_n) \mathbf{V}_n] = \varrho_n \mathbf{g} \cdot \mathbf{V}_n + Q_n, \quad (3)$$

$$E_n = \frac{\varrho_n \mathbf{V}_n^2}{2} + \frac{p_n}{\gamma - 1}, \quad (4)$$

while ions (i) and electrons (e) are treated as a separate single fluid, which is described by the following equations:

$$\frac{\partial \varrho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_i \mathbf{V}_i) = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial (\varrho_i \mathbf{V}_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_i \mathbf{V}_i \mathbf{V}_i + p_{ie} \mathbf{I}) = \varrho_i \mathbf{g} + \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \alpha_c (\mathbf{V}_n - \mathbf{V}_i), \quad (6)$$

$$\frac{\partial E_i}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(E_i + p_{ie} + \frac{B^2}{2\mu} \right) \mathbf{V}_i - \frac{\mathbf{B}}{\mu} (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{B}) \right] = \varrho_i \mathbf{g} \cdot \mathbf{V}_i + Q_i, \quad (7)$$

$$E_i = \frac{\varrho_i \mathbf{V}_i^2}{2} + \frac{p_{ie}}{\gamma - 1} + \frac{B^2}{2\mu}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}), \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (9)$$

Here, $\mathbf{V}_{i,n}$ denote the velocities of ions and neutrals, $\varrho_{i,n}$ are the mass densities, $p_{ie,n}$ are the gas pressures with $p_{ie} = p_i + p_e = 2p_i$, $E_{i,n}$ correspond to the total energy densities, $\mathbf{I}$ is the identity matrix, $\mathbf{B}$ is the magnetic field, and μ is the magnetic permeability. Constant quantities such as the specific heat ratio, γ , and gravity vector, $\mathbf{g} = [0, -g, 0]$, have the magnitudes of $\gamma = 5/3$ and $g = 274.78 \text{ m s}^{-2}$. The interaction between the two plasma species takes place through ion–neutral collisions and it depends on the ion–neutral friction coefficient, given as ([Braginskii 1965](#); [Oliver et al. 2016](#))

$$\alpha_c = \frac{4}{3} \frac{\sigma_{in}}{m_i + m_n} \sqrt{\frac{8k_B}{\pi} \left(\frac{T_i}{m_i} + \frac{T_n}{m_n} \right)} \varrho_n \varrho_i. \quad (10)$$

Here, k_B is the Boltzmann constant, $\sigma_{in} = 1.4 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$ corresponds to the quantum collision cross section taken from the model of [Vranjes & Krstic \(2013\)](#), and m_i and m_n are the atomic masses of ions and neutrals equal to the proton mass, respectively. This interaction results in additional source terms in the equations such as the energy exchange terms $Q_{i,n}$, which are defined as ([Meier & Shumlak 2012](#); [Oliver et al. 2016](#))

$$Q_i = \alpha_c \left[\frac{1}{2} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n)^2 + 3 \frac{k_B}{m_i + m_n} (T_n - T_i) \right], \quad (11)$$

$$Q_n = \alpha_c \left[\frac{1}{2} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n)^2 + 3 \frac{k_B}{m_i + m_n} (T_i - T_n) \right]. \quad (12)$$

For simplicity reasons, we neglected all nonideal and nonadiabatic terms.

2.2. Initial conditions

2.2.1. Magnetohydrostatic equilibrium

It is assumed that the atmosphere is initially (at $t = 0 \text{ s}$) in hydrostatic equilibrium ($\mathbf{V}_{i,n} = \mathbf{0}$) in which state the pressure gradient and the gravity forces balance each other:

$$-\nabla p_{i,n} + \varrho_{i,n} \mathbf{g} = \mathbf{0}. \quad (13)$$

Hence, background gas pressures and mass densities can be derived from (e.g., [Murawski et al. 2015](#))

$$p_{i,n}(y) = p_{i,n0} \exp \left(- \int_{y_r}^y \frac{dy}{\Lambda_{i,n}(y)} \right), \quad (14)$$

$$\varrho_{i,n}(y) = \frac{p_{i,n}(y)}{g \Lambda_{i,n}(y)}, \quad (15)$$

where $p_{i0} = 10^{-5} \text{ Pa}$ and $p_{n0} = 3 \times 10^{-7} \text{ Pa}$ are the gas pressures at the reference level, taken at $y = y_r = 50 \text{ Mm}$, and

$$\Lambda_{i,n} = \frac{k_B T_{i,n}}{m_{i,n} g} \quad (16)$$

denote the ion and neutral-pressure scale heights, respectively.

Figure 1 (top left) shows vertical variation of the equilibrium temperature ([Avrett & Loeser 2008](#)). The minimum temperature of $T = 4341 \text{ K}$ takes place in the low chromosphere, at $y \approx 0.6 \text{ Mm}$. In the middle and the upper chromosphere, $T(y)$ slightly increases, but the fast growth of the initial temperature takes place at the transition region where the temperature rises from about $7 \times 10^3 \text{ K}$ to $3 \times 10^5 \text{ K}$ at $y = 3 \text{ Mm}$. The corona is the hottest region reaching $T \approx 1 \text{ MK}$ at $y = 20 \text{ Mm}$ (not shown). The equilibrium profiles of the ion gas pressures and ion mass densities, given by Eqs. (14) and (15), are overlaid by a vertical magnetic field $\mathbf{B} = B_y \mathbf{e}_y$ of magnitude $B_y = 10 \text{ G}$, unless stated otherwise. Henceforth, it is assumed that the initial temperatures for both species are equal, $T_i = T_n = T$.

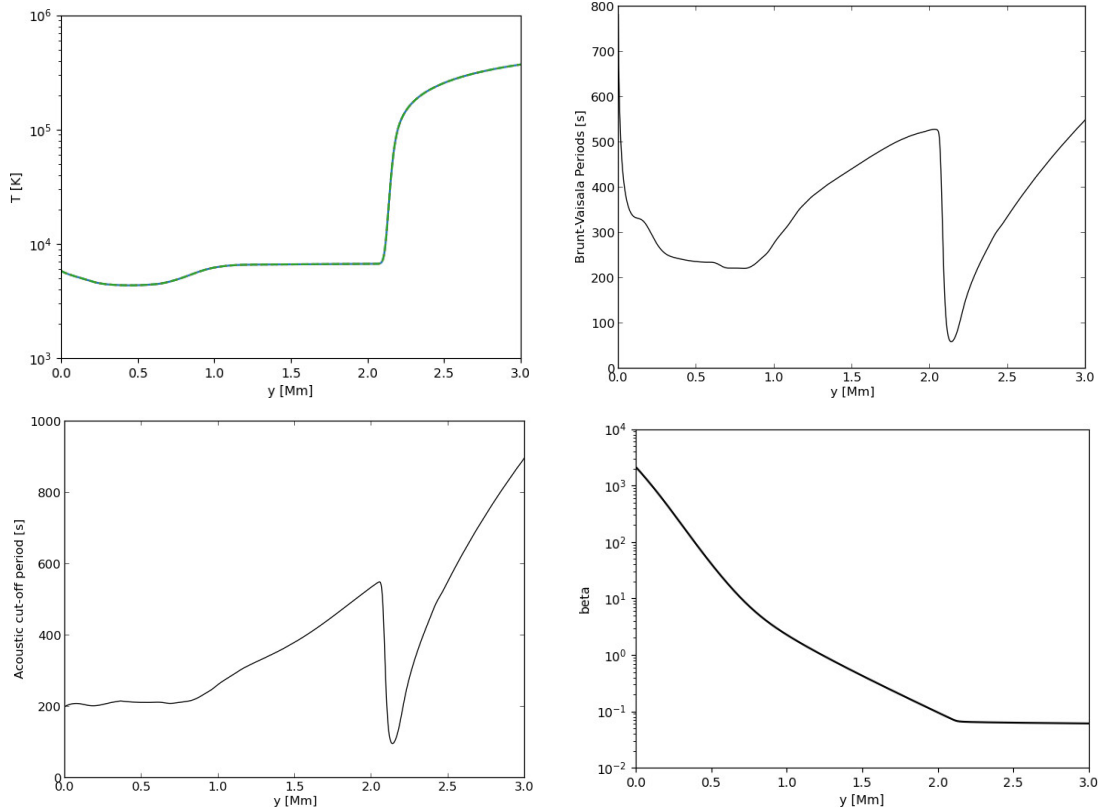


Fig. 1. Variation with height of the equilibrium temperature (*top left*), the bulk Brunt–Väisälä period (*top right*), the acoustic cut-off period (*bottom left*), and the plasma β (*bottom right*) in the initial equilibrium configuration.

2.3. Bulk cut-off periods and plasma β

In the solar atmosphere, internal-gravity waves can propagate only if their wave periods are larger than the bulk Brunt–Väisälä period, P_{BV} , which is given as (e.g., [Vigeesh et al. 2021](#))

$$P_{BV} = 2\pi \sqrt{\frac{1}{g}(\gamma\Lambda - H)}. \quad (17)$$

Here,

$$\Lambda = \frac{k_B(T_i + T_n)}{(m_i + m_n)g} \quad (18)$$

is the bulk-pressure scale height, and

$$H = \left| \frac{\varrho_i + \varrho_n}{(\varrho_i + \varrho_n)_y} \right| \quad (19)$$

is the bulk mass-density scale height. Generally, P_{BV} attains values larger than about 100 s (Fig. 1, top right), which are much larger than the ion-neutral collision timescale in the chromosphere ([Khomenko et al. 2014](#)).

Acoustic waves can propagate freely in the medium if their wave period P is smaller than the total acoustic cut-off period, given as ([Deubner & Gough 1984](#))

$$P_{ac} = \frac{4\pi\Lambda}{C_S \sqrt{1 + 2\frac{d\Lambda}{dy}}}. \quad (20)$$

Here, $C_S = \sqrt{\gamma(p_i + p_n)/(\varrho_i + \varrho_n)}$ is the bulk sound speed. In the opposite case, mainly for $P > P_{ac}$, acoustic waves are evanescent ([Lamb 1932](#)).

We define now the bulk plasma β as the ratio of total thermal pressure to magnetic pressure and it is expressed as

$$\beta = \frac{p_{ie} + p_n}{B^2/2\mu}. \quad (21)$$

The total plasma β is an important coefficient that provides us information about the impact of the magnetic and thermal pressures in the solar atmosphere. We note that $\beta \gg 1$ in the photosphere and bottom chromosphere (Fig. 1, bottom right), which implies that the total thermal pressure dominates over its magnetic counterpart, and slow and fast MAWs are strongly coupled and indistinguishable. The magnitude of the plasma β decreases with height, resulting in a weaker coupling of the MAWs. The solar corona is the region of plasma $\beta < 1$ from which we infer that slow and fast MAWs are distinguishable and the coronal plasma is governed by the Lorentz force, while the gas pressure force is less important ([Nakariakov & Verwichte 2005](#)).

2.3.1. Initial pulse

To perturb magnetohydrostatic equilibrium, we used the Gaussian pulse in the vertical components of the ion and neutral velocities, in other words

$$V_{iy}(x, y, t = 0) = V_{ny}(x, y, t = 0) = A \exp\left(-\frac{x^2 + (y - y_0)^2}{w^2}\right), \quad (22)$$

where A is the amplitude of the pulse, w corresponds to its width, and $(0, y_0)$ is the point from which the pulse is launched. We

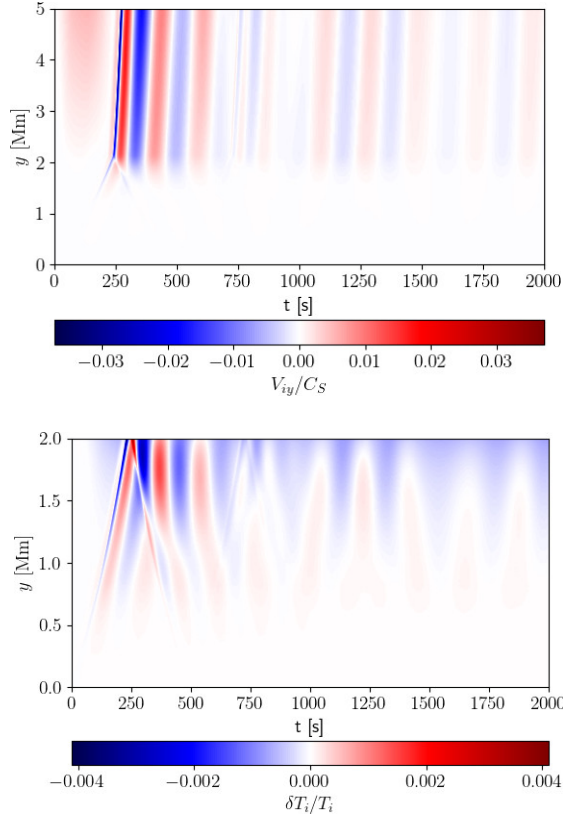


Fig. 2. Time–distance plots for V_{iz}/C_S (top) and $\delta T_i/T_0$ (bottom), without any pulse ($A = 0$) being launched initially (at $t = 0$ s).

consider several values of y_0 , w , and A , mainly $y_0 = 0$ Mm and $y_0 = 0.5$ Mm, $w = 0.3$ Mm and $w = 0.2$ Mm, and $A = 2$ km s⁻¹ and $A = -5$ km s⁻¹.

3. Numerical simulations

We performed numerical simulations with the use of the JOANNA code which solves the initial-boundary-value problem for the two-fluid equations (Wójcik et al. 2020). The 2D numerical box is specified as -2.56 Mm $\leq x \leq 2.56$ Mm along the horizontal (x -) direction with the cell size $\Delta x = 2.5$ km. The region along the vertical (y -) direction is covered at the bottom by a fine uniform grid zone with cells of size $\Delta y = 2.5$ km. In the case of $y_0 = 0$ Mm, the fine grid zone starts at $y = -2$ Mm and ends at $y = 3.12$ Mm. For $y_0 = 0.5$ Mm, the fine grid zone is limited by $\min(y) = 0$ Mm and $\max(y) = 5.12$ Mm. Above this fine grid zone, a stretched grid is implemented which consists of 32 cells up to $y = 40$ Mm. Such a small number of cells in the stretched grid zone is required to absorb the incoming signal and essentially to remove reflections from the top boundary at which – along with the bottom boundary – all fluid quantities are set to their equilibrium values. On the left and right sides of the numerical box, all fluid variables were copied from the nearby physical cells into the boundary cells, consisting of open boundary conditions.

4. Numerical results

4.1. Numerical tests

The results of each numerical simulation are subject to certain numerical errors. We, therefore, started the simulations by study-

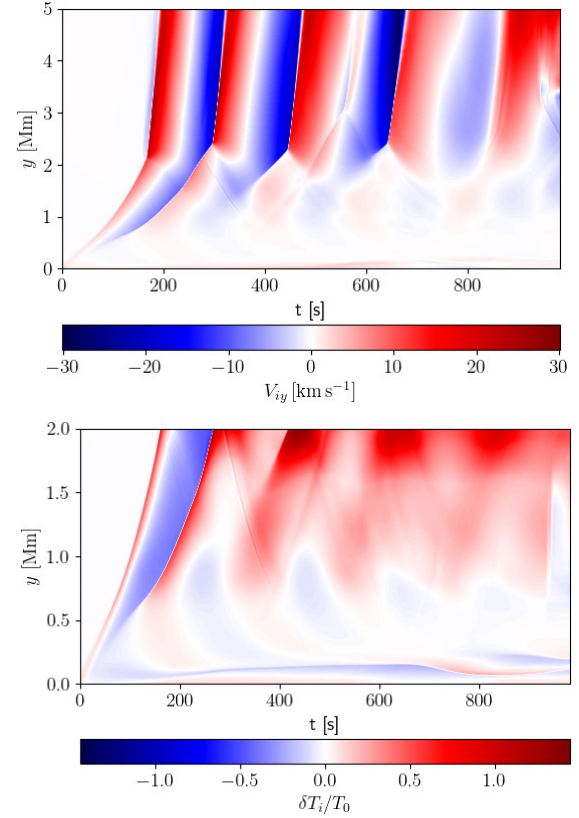


Fig. 3. Time–distance plots for V_{iz} (top) and $\delta T_i/T_0$ (bottom), collected along y at $x = 0$ Mm for $A = 2$ km s⁻¹, $w = 0.3$ Mm, and $y_0 = 0$ Mm.

ing the role of the background noise produced by the JOANNA code which helped us to verify the numerical accuracy of the simulation setup. The top panel of Fig. 2 displays time–distance plots for the ratio of the vertical component of the ion velocity and the bulk sound speed. We note that $\max |V_{iz}/C_S| \approx 4 \times 10^{-2}$ and this maximum occurs in the corona, highlighting that the numerical error is not dynamically relevant; from this, we deduced that V_{iz} is small in comparison to the local sound speed in this region.

Figure 2 (bottom) shows $\delta T_i/T_0 = (T_i - T_0)/T_0$ from which we conclude that $\max |\delta T_i/T_0| \approx 4 \times 10^{-3}$ occurs in the top chromosphere and it is very small. In addition, these values also decay with time, achieving 2×10^{-5} of their initial values after 1750 s. Hence, we infer that the numerical errors seen in both panels are negligibly small, and the chosen numerical grid and discretization scheme do not essentially affect the numerical results.

4.2. A pulse launched from the bottom of the photosphere

First, we consider a pulse with amplitude $A = 2$ km s⁻¹. Figure 3 shows time–distance plots for V_{iz} (top) and $\delta T_i/T_0$ (bottom), collected along the y axis at $x = 0$. Ions reach a maximum velocity of $V_{iz} \approx 30$ km s⁻¹. Steep wave profiles are formed in the chromosphere and result in plasma heating through ion–neutral collisions. Hence, we observe the spreading of the initial pulse into a train of waves. At $t \approx 300$ s, a part of the signal is reflected from the transition region. Thus, the upward propagating waves travel with an average speed of about 7.14 km s⁻¹. This value is comparable to the bulk sound speed at the bottom of the

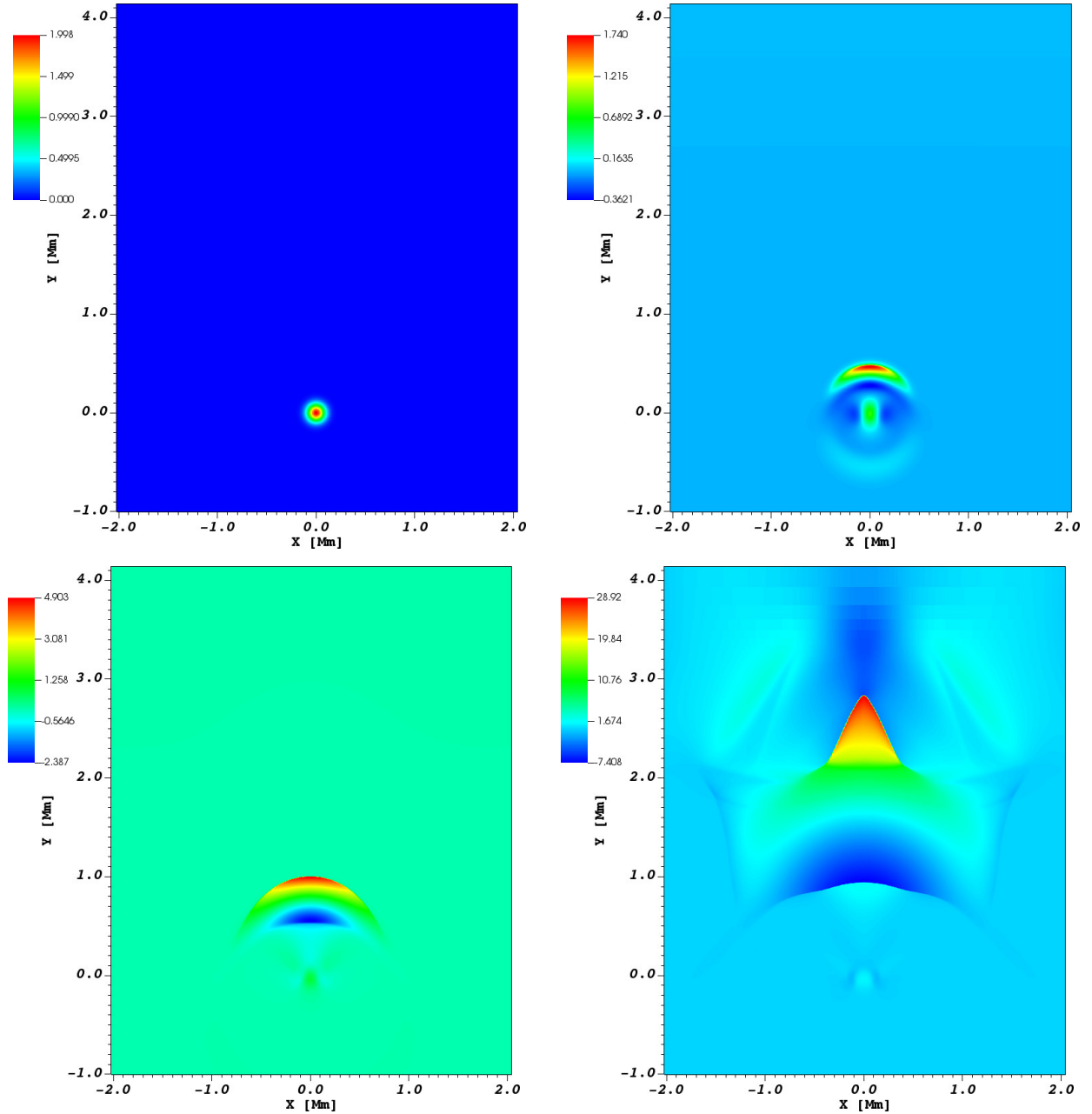


Fig. 4. Spatial profiles of V_{iz} expressed in units of km s^{-1} at $t = 0$ s (top left), $t = 50$ s (top right), $t = 100$ s (bottom left), and $t = 200$ s (bottom right) for $A = 2 \text{ km s}^{-1}$, $w = 0.3 \text{ Mm}$, and $y_0 = 0 \text{ Mm}$.

chromosphere, $C_S \approx 6.9 \text{ km s}^{-1}$ at $y = 0.7 \text{ Mm}$, and to the bulk Alfvén speed at the middle of this layer, $V_A = B_y / \sqrt{\mu(\rho_i + \rho_n)} \approx 7 \text{ km s}^{-1}$ at $y = 1.4 \text{ Mm}$. A reduction in the temperature of the chromosphere is observed during the initial phase (bottom) due to a rarefaction. After $t = 300$ s, the temperature of the chromosphere essentially grows. The pulse was initially (at $t = 0$ s) launched from the bottom of the photosphere (Fig. 4, top left). As the signal spreads in space, its amplitude decreases to $A = 1.74 \text{ km s}^{-1}$ at $t = 50$ s (Fig. 4, top right). At $t = 100$ s, the signal, which continues to move upward, increases in amplitude (Fig. 4, bottom left) due to the decreasing background density. At $t = 200$ s, the signal already passed the transition region, resulting in a significant wave steepening (Fig. 4, bottom right).

4.3. A pulse launched from the bottom of the chromosphere

4.4. Small amplitude pulse

In this subsection, we consider the case of $y_0 = 0.5 \text{ Mm}$ and $A = 2 \text{ km s}^{-1}$. Figure 5 presents time–distance plots for V_{iz} collected at $x = 0 \text{ Mm}$ (left) and $x = 0.5 \text{ Mm}$ (right). The left panel corresponds to MAWs, while the right panel is associated with MAWs and gravity waves. Plots of V_{iz} are drawn up to $y = 5 \text{ Mm}$, while $\delta T_i/T_0$ and $V_{iz} - V_{ny}$ up to 2 Mm to show more details, which would hardly be discernible if these plots were redrawn for the whole domain. In both panels, the signals hit the transition region at $t \approx 200$ s and experience a partial reflection from there. The vertical component of the

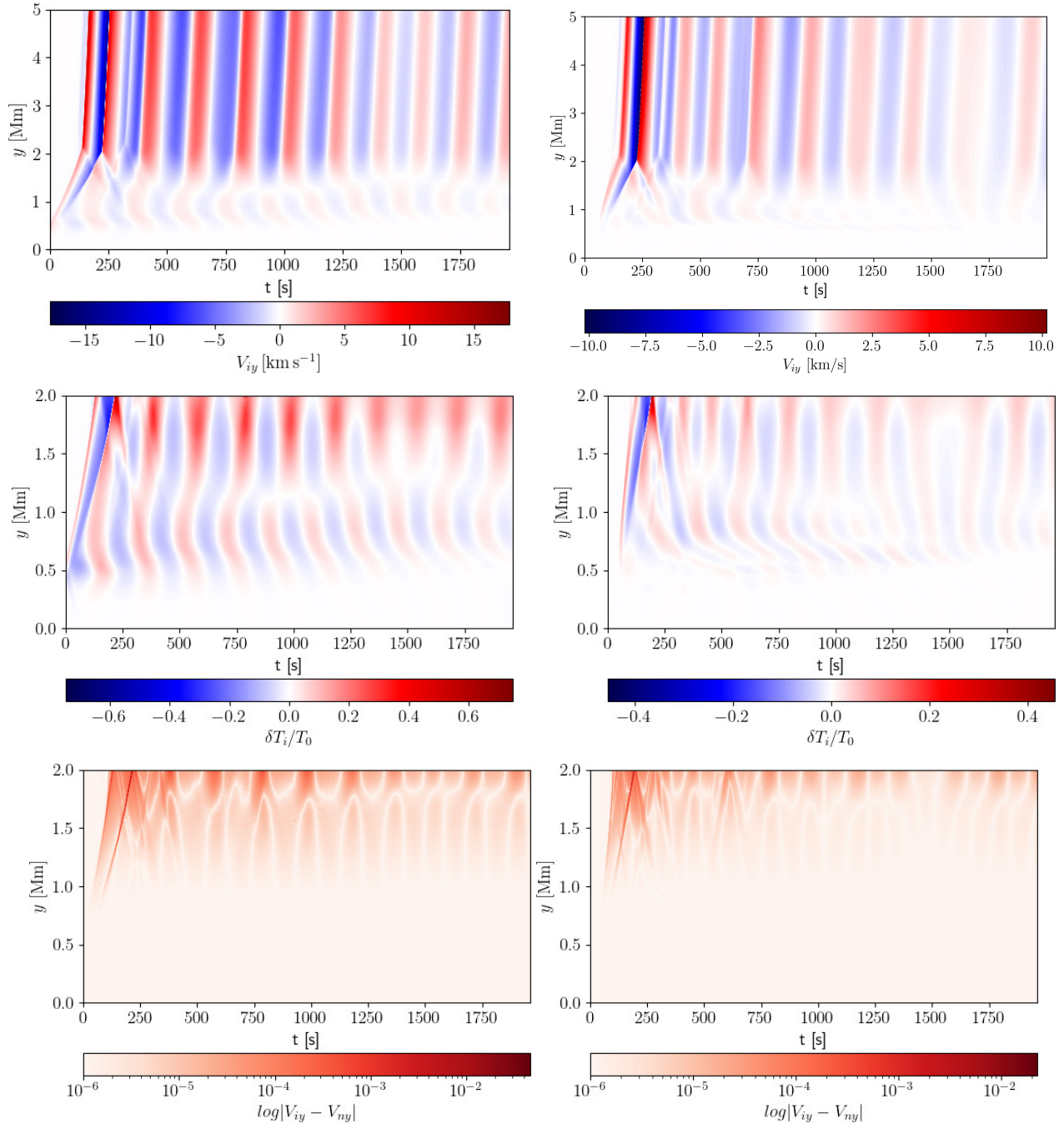


Fig. 5. Time–distance plots for V_{iy} (top), $\delta T_i/T_0$ (middle), and $\log|V_{iy} - V_{ny}|$ (bottom), collected along y at $x = 0$ (left) and $x = 0.5$ (right), for the pulse of its amplitude $A = 2 \text{ km s}^{-1}$, and width $w = 0.3 \text{ Mm}$, launched from $y = y_0 = 0.5 \text{ Mm}$.

ion velocity, V_{iy} , collected for $x = 0 \text{ Mm}$ reaches a higher value of $\max(V_{iy}) = 17 \text{ km s}^{-1}$, than for $x = 0.5 \text{ Mm}$, at which $\max(V_{iy}) = 10 \text{ km s}^{-1}$. Shocks that are formed at the transition region heat the atmosphere by ion–neutral collisions. The heating of the atmosphere by MAWs is more pronounced with larger maximum $\delta T_i/T_0 \approx 0.7$ values compared to magnetoacoustic-gravity waves (MAGWs). Figure 5 (bottom) shows $\log$ of the absolute value of velocity drift, $\log|\delta V| = \log|V_{iy} - V_{ny}|$, which grows with height and reaches its maximum at the top of the chromosphere. It shows that the top of the chromosphere is

essentially heated by collisions (see Eqs. (11) and (12)). The highest value of $\log|\delta V|$ occurs during the initial phase when the pulse reaches the transition region at $t = 200 \text{ s}$. This is in agreement with Fig. 5, which illustrates that the plasma is most strongly heated at $t = 200 \text{ s}$. The minimum value of $\log|\delta V|$ takes place below $y = 1 \text{ Mm}$ from which it follows that ions and neutrals are strongly coupled and propagate with almost the same speed. As a result of the ion–neutral collisions, the wave energy is dissipated and converted into heat. This dissipation mechanism is most effective for the largest values of $\log|\delta V|$ and it

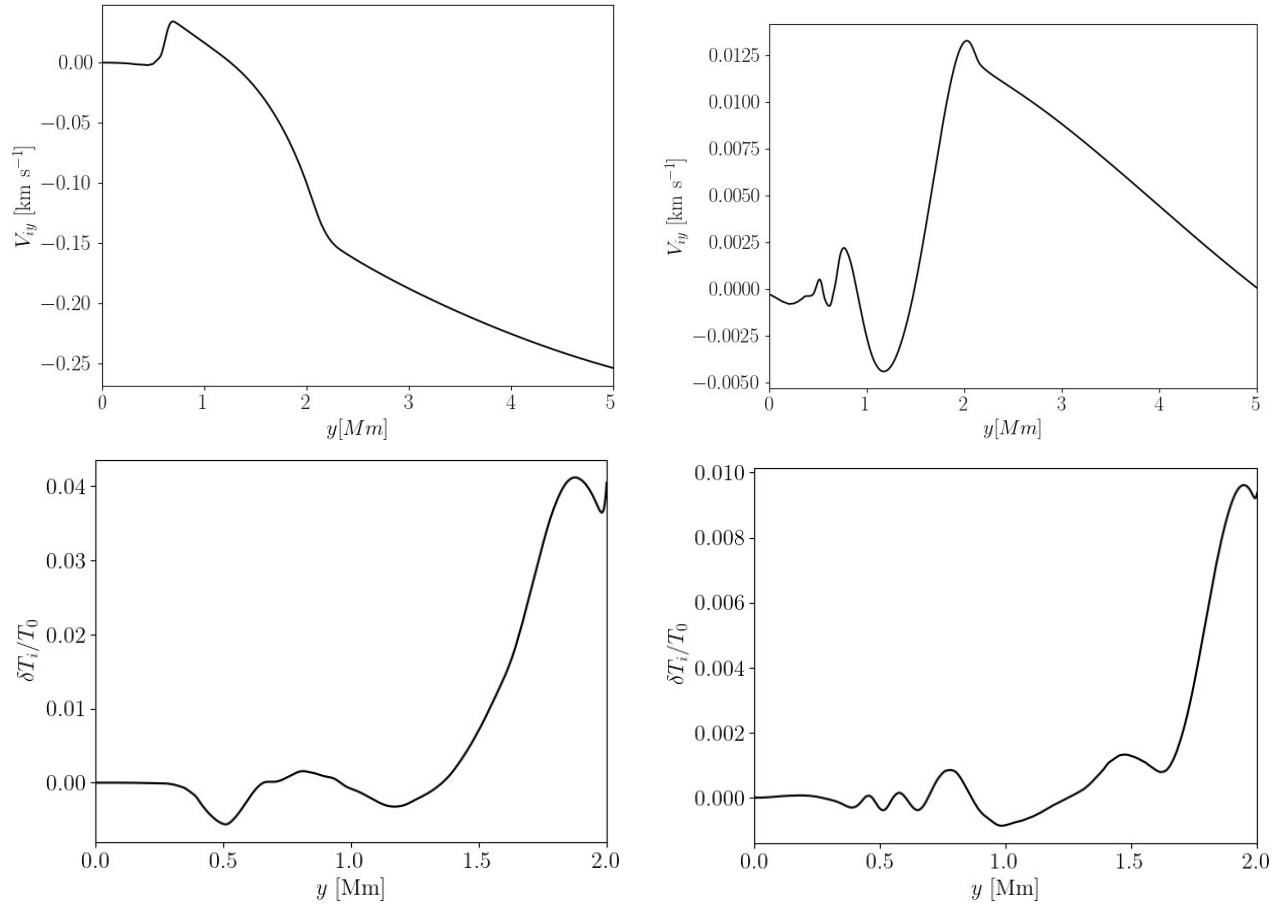


Fig. 6. Averaged over time $\langle V_{iz} \rangle$ (top) and $\langle \delta T_i / T_0 \rangle$ (bottom), collected along y at $x = 0$ Mm (left) and $x = 0.5$ Mm (right), for the pulse parameters corresponding to Fig. 5.

can compensate the radiative and thermal losses in the chromosphere. The results obtained in Paper I also show that the highest values of $\log |\delta V|$ take place at the top of the chromosphere.

Figure 6 illustrates V_{iz} (top) and $\delta T_i / T_0$ (bottom), averaged over time, that is specified as

$$\langle f \rangle = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} f \, dt, \quad (23)$$

where $f = V_{iz}$ or $\delta T_i / T_0$, $t_1 = 500$ s, and $t_2 = 2000$ s. For MAWs (left), $\langle V_{iz} \rangle$ starts to increase from the bottom of the chromosphere $y = 0.5$ Mm and it reaches its maximum of about 0.04 km s^{-1} at $y \approx 0.7$ Mm. A minimum of $V_{iz} = -0.25 \text{ km s}^{-1}$ is observed at $y = 5$ Mm. On the contrary, the panel for MAGWs (right) shows an increase in $\langle V_{iz} \rangle$ from the middle of the chromosphere $y = 1.1$ Mm up to the transition region. For MAWs, upflows ($V_{iz} > 0$) are observed within the range of $0.5 \text{ Mm} < y < 1.5 \text{ Mm}$, while for MAGWs they are observed above $y \approx 1.5$ Mm. Higher up in the solar corona, such upflows may result in the origin of solar wind. These results are in agreement with Paper I.

It is apparent that MAWs heat the chromosphere more significantly than MAGWs. As a matter of fact, for MAWs, $\langle \delta T_i / T_0 \rangle$ reaches a value of about 0.4 at the top of the chromosphere. For the left panel (MAWs), a minimum of $\langle \delta T_i / T_0 \rangle$ is observed at $y_0 = 0.5$ Mm, which corresponds to the launching height in this case. On the other hand, in the RHS panel (MAGWs), we

observe temperature oscillations at the launching level, while a temperature minimum is present at $y_0 = 1$ Mm. For both types of waves, the top of the chromosphere is heated the most, which correlates with δV_{iz} (Fig. 5, bottom). We note that the temperature in the photosphere is reduced since no waves are seen there (Fig. 5, bottom). A comparison with the results from Paper I shows that the average heating in the 2D model is significantly smaller than that obtained with the 1D model.

Figure 7 shows the kinetic energy flux. This quantity is given by the equation

$$F_{\text{Ecsi}} = 0.5 \rho V^2 C_S. \quad (24)$$

The top panels clearly show that the greatest energy loss takes place in the chromosphere with the highest value of $\max(F_{\text{Ecsi}}) = 10^5 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for the LHS panel and $\max(F_{\text{Ecsi}}) = 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ for the RHS panel. Hence, we observe higher energy losses for MAWs than MAGWs. The bottom panels show $\langle F_{\text{Ecsi}} \rangle$ averaged over time. We note local minima occurring in the middle of the chromosphere for both types of waves. Above the transition region, we observe a plateau of $\langle F_{\text{Ecsi}} \rangle$. The obtained kinetic energy flux values for MAWs are too small to fulfill radiative losses in the chromosphere by two orders of magnitude (Withbroe & Noyes 1977). For MAGWs, it is a difference of three orders of magnitude. A comparison of $\langle F_{\text{Ecsi}} \rangle$ in the corona similarly shows that these are not sufficient values to match the energy losses. These differences may be the result of the absence of nonlinear Alfvén waves.

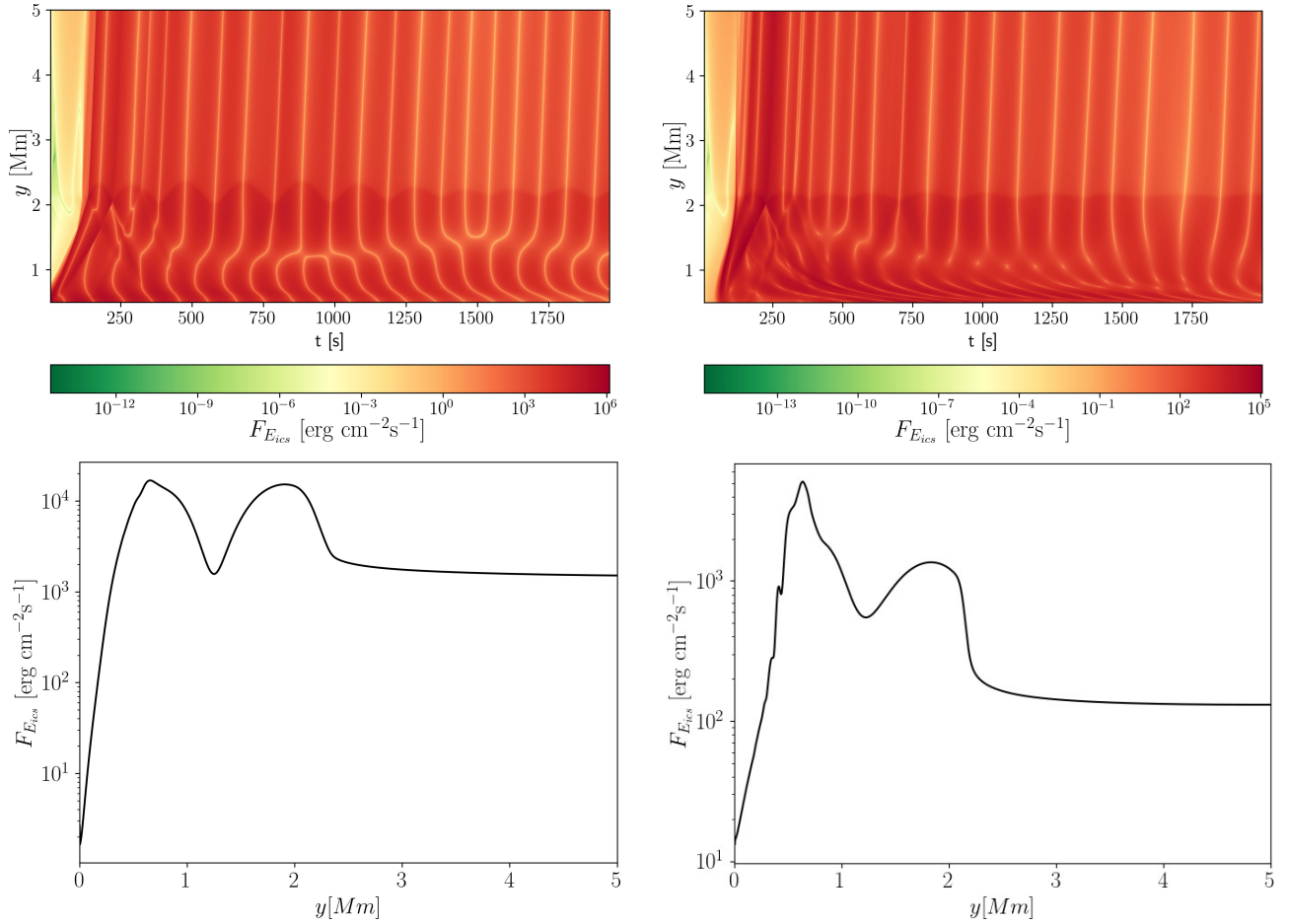


Fig. 7. Time–distance plots for F_{Ecsi} (top) and vertical profiles of $\langle F_{\text{Ecsi}} \rangle$ averaged over time (bottom), collected along y at $x = 0$ Mm (left) and y at $x = 0.5$ Mm (right), for the pulse parameters corresponding to Fig. 5.

4.5. Fourier power spectra

Figure 8 displays wave periods from the Fourier power spectrum $V_{iy}(x = 0, y, t)$ (left) and $V_{iy}(x = 0.5, y, t)$ (right). The wave cutoffs that take place in stratified media can be used to determine if the range of periods corresponds to propagating or evanescent waves. Observational variations of the cut-off in the solar atmosphere were studied by Wiśniewska et al. (2016) and Kayshap et al. (2018). For $x = 0$ Mm, the main period $P \approx 200$ s. The wave periods are only higher than P_{AC} in the lower photosphere, since $\max(P_{\text{AC}}) = 220$ s at $y = 0.25$ Mm, and in the transition region within the range of $2.1 \text{ Mm} < y < 2.2 \text{ Mm}$. Hence, the waves are evanescent outside of these regions. For $x = 0.5$ Mm, the dominant wave period is close to $P \approx 300$ s within the range of $0 \text{ Mm} < y < 0.6 \text{ Mm}$. Higher up, for $0.6 \text{ Mm} < y < 1.5 \text{ Mm}$, the signal propagates with $P \approx 230$ s. At $y = 1.5 \text{ Mm}$, the main period falls off to $P \approx 150$ s. Hence, the waves can propagate throughout the photosphere and the low chromosphere. A comparison of these wave periods with the observational data of Wiśniewska et al. (2016) and Kayshap et al. (2018) reveals an agreement at some points. Hence, the similarity between the numerical results and the observational data confirms that ion–neutral collisions are an efficient mechanism of energy release and our results can be used to determine the structure of the solar atmosphere.

4.6. Parametric studies

We performed some parametric studies to investigate how the pulse width affects plasma heating and the generation of outflows. Decreasing the pulse width from $w = 0.3$ Mm to $w = 0.2$ Mm results in smaller V_{iy} at a given height (Fig. 9, top). For a narrower pulse width, $\max(\delta T_i/T_0)$ falls off by a factor of two (bottom). Thus, the chromosphere is not heated by narrower pulses as much.

Figure 10 illustrates the maximum of $V_{iy}(x = 0, y, t)$ for different pulse parameters. A higher absolute amplitude, $|A|$ (top), and a higher width of the pulse (bottom) both result in an increase of $\max(V_{iy})$, which is in agreement with the 1D results of Paper I. However, the 1D model exhibited a linear correlation between the width of the pulse and the maximum outflow velocity, while the increase is not linear in the 2D model.

As a result of increasing the absolute value of the amplitude of the initial pulse from $A = 2 \text{ km s}^{-1}$ to $A = 5 \text{ km s}^{-1}$, the signal in V_{iy} , which was collected at a given height, is more pronounced for larger amplitudes (Fig. 11, left). The maximum values of $\delta T_i/T_0$ also increased to about 1.6 (right) compared to the results for smaller amplitude $\max(\delta T_i/T_0) = 0.7$ (Fig. 5, middle left) at the top of the chromosphere. However, comparison with the results for $y_0 = 0$ Mm (Fig. 3) shows that even though the amplitude is larger, the signal in V_{iy} is smaller. This is a result of the lower y_0 value which affects the pressure-scale height.

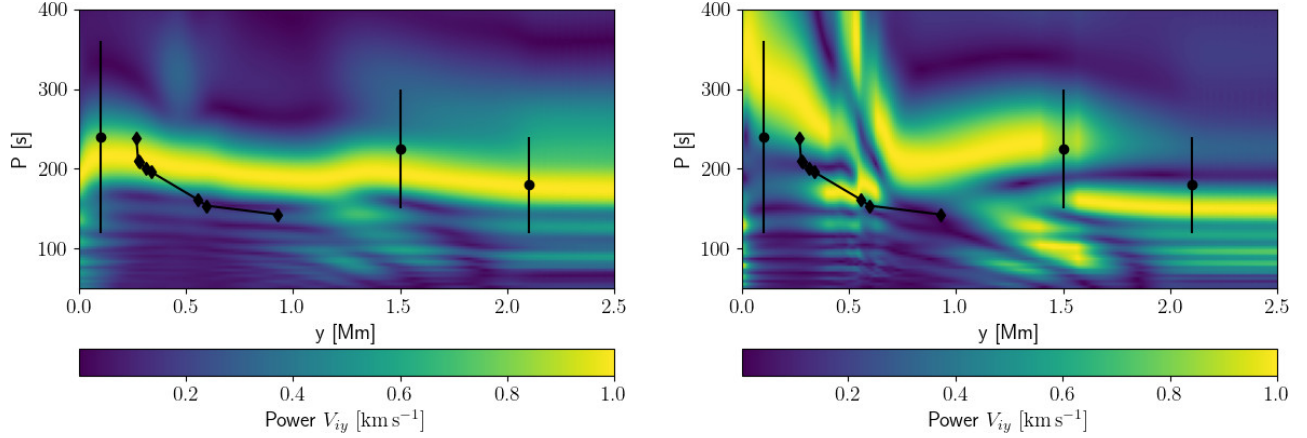


Fig. 8. Fourier period P for V_{iz} vs. height, collected along y at $x = 0$ Mm (*left*) and $x = 0.5$ Mm (*right*), for the pulse of its amplitude $A = 2$ km s⁻¹, width $w = 0.3$ Mm, and launched from $y = y_0 = 0.5$ Mm. The observational data of [Wiśniewska et al. \(2016\)](#) and [Kayshap et al. \(2018\)](#) are represented by diamonds and dots with the vertical error bars, respectively.

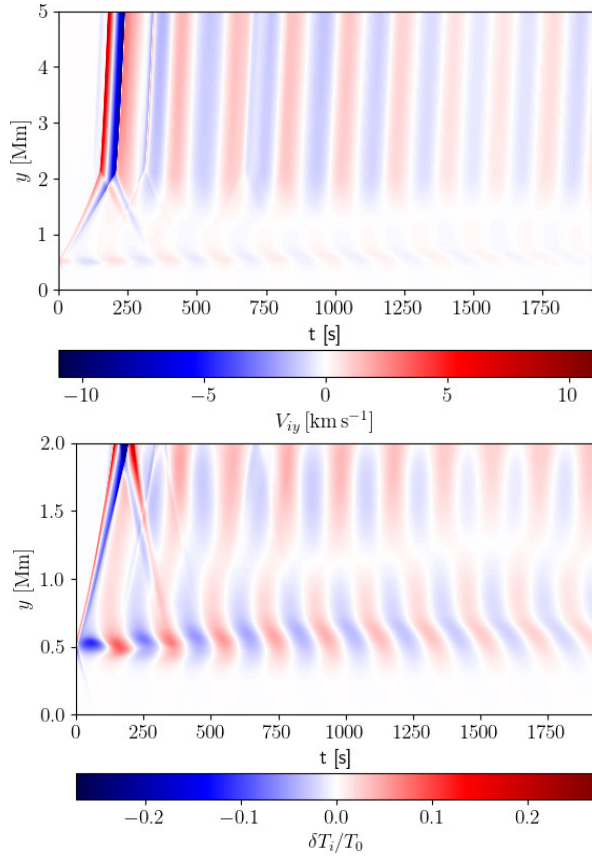


Fig. 9. Time–distance plots for V_{iz} (*top*) and $\delta T_i / T_0$ (*bottom*), collected along y for $x = 0$ Mm, for the pulse of its amplitude $A = 2$ km s⁻¹, and width $w = 0.2$ Mm, launched from $y = y_0 = 0.5$ Mm.

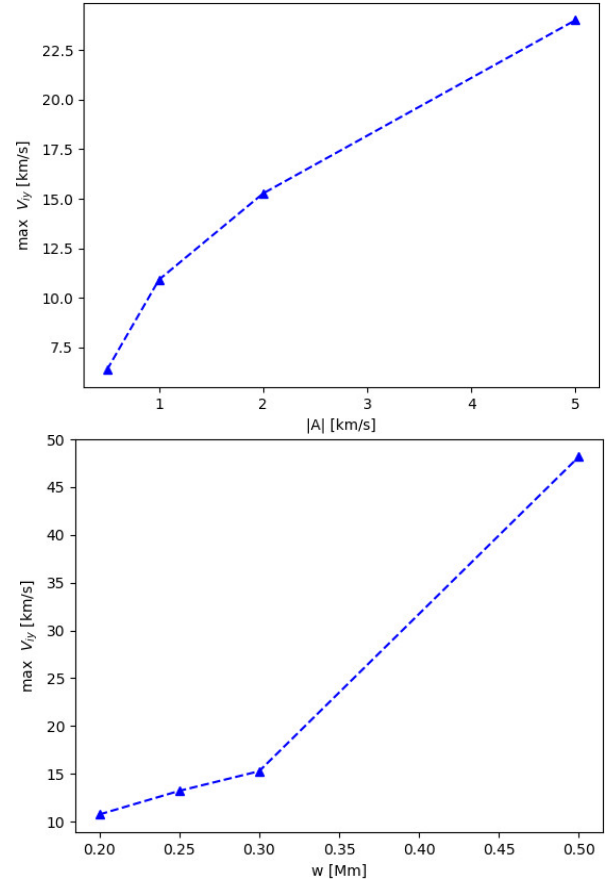


Fig. 10. Maximum value of $V_{iz}(x = 0, y, t)$ vs. the following: $|A|$ for $y_0 = 0.5$ Mm and $w = 0.3$ Mm (*top*); and w for $y_0 = 0.5$ Mm and $A = 2$ km s⁻¹ (*bottom*).

Figure 12 shows parametric studies for different background magnetic field magnitudes. A magnetic field of magnitude $B_y = 5$ G (top-left) results in $\max(\delta T_i / T_0) \approx 0.5$. We note that plasma is heated and cooled within the whole atmosphere. Increasing the magnitude of the magnetic field to $B_y = 15$ G (top right) results in higher $\max(\delta T_i / T_0) \approx 1.2$. In this case, after $t = 1200$ s, no

more cooling is observed at the top of the chromosphere. Magnetic fields of even higher magnitudes, such as $B_y = 20$ G (bottom left) and $B_y = 25$ G (bottom right), cause an increase in $\max(\delta T_i / T_0)$ to 2.1 and 2.8, respectively. After $t = 1200$ s, the top of the chromosphere is hardly cooled at all.

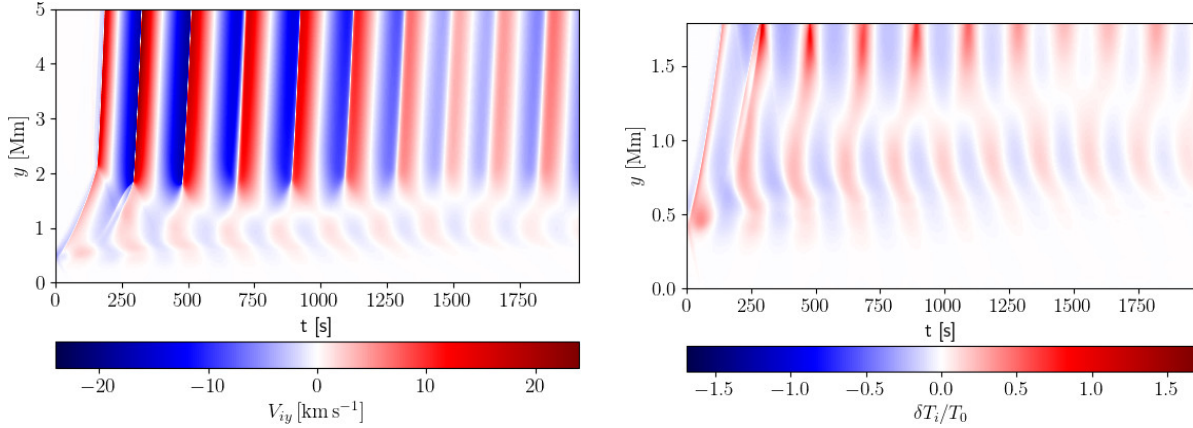


Fig. 11. Time–distance plots for V_{iz} (left) and $\delta T_i/T_0$ (right), collected along y for $x = 0$ Mm, for the pulse of its amplitude $A = 5 \text{ km s}^{-1}$, and width $w = 0.3$ Mm, launched from $y = y_0 = 0.5$ Mm.

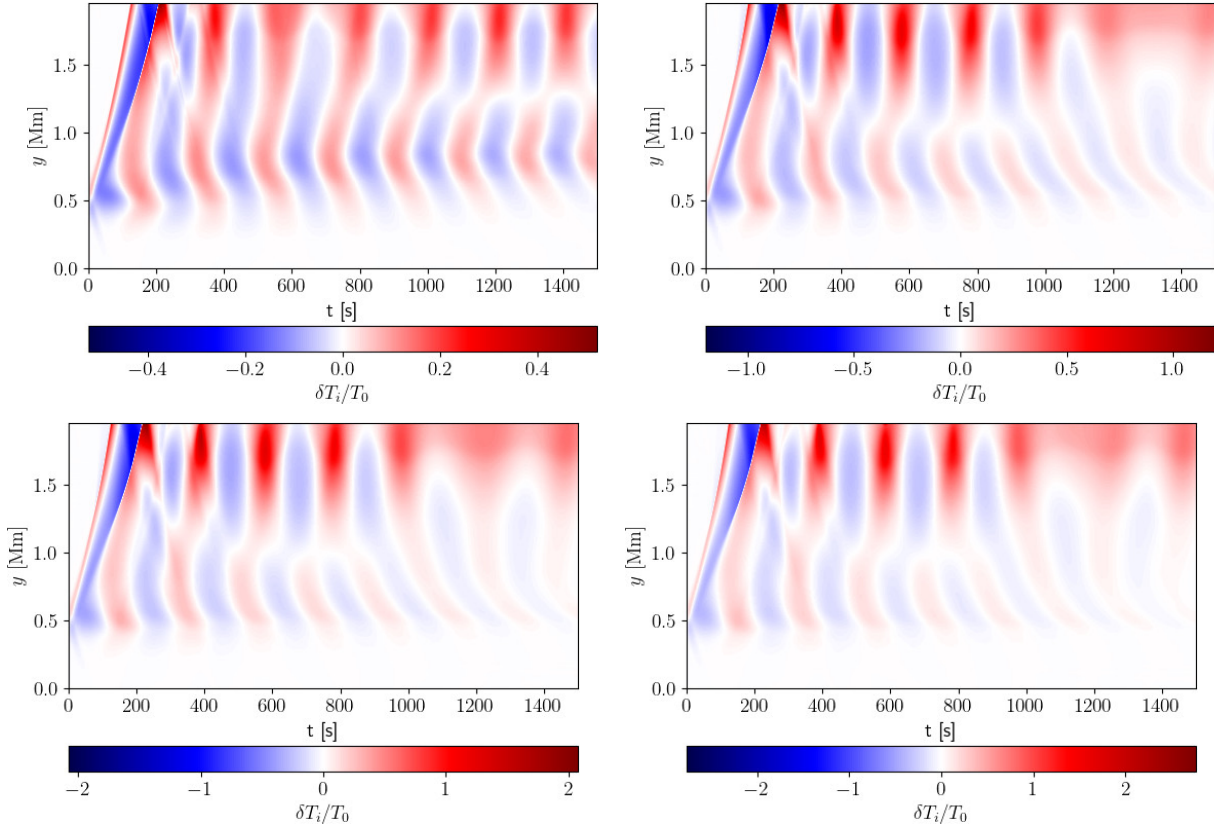


Fig. 12. Time–distance plots for $\delta T_i/T_0$, collected along y for $x = 0$ Mm, for the pulse of its amplitude $A = 2 \text{ km s}^{-1}$, and width $w = 0.3$ Mm, launched from $y = y_0 = 0.5$ Mm, in the case of $B_y = 5$ G (top left), $B_y = 15$ G (top right), $B_y = 20$ G (bottom left), and $B_y = 25$ G (bottom right).

Figure 13 presents the relative perturbed ion temperature averaged over time and height, H , versus B_y . We define this quantity as

$$H = \frac{1}{y_1 - y_0} \int_{y_0}^{y_1} \left\langle \frac{\delta T_i}{T_0} \right\rangle dy, \quad (25)$$

where $y_0 = 0.5$ Mm and $y_1 = 1.9$ Mm. It is clearly seen that higher magnitudes of the vertical magnetic field result in more heating of the photosphere and chromosphere.

5. Summary and conclusion

We performed 2D numerical simulations of impulsively generated neutral acoustic-gravity and ion magnetoacoustic-gravity two-fluid waves in the partially ionized lower solar atmosphere. These waves are triggered by the initially launched pulse in the vertical components of both the ion and neutral velocities, and they heat the upper chromosphere as a result of ion–neutral collisions. Increasing the launching height results in a smaller temperature increase in the chromosphere. This results from the

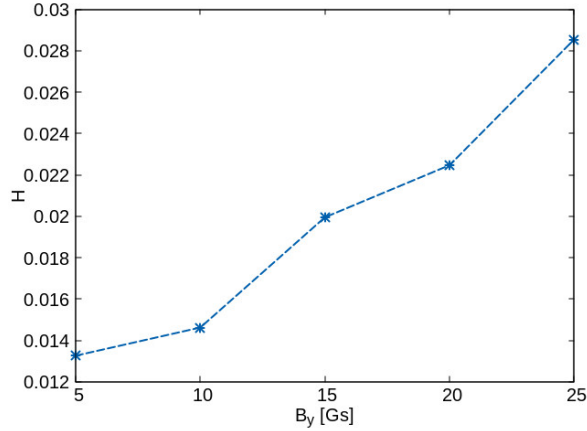


Fig. 13. Averaged over time and height relative to perturbed temperature of ions, H vs. B_y , for the pulse of its amplitude $A = 2 \text{ km s}^{-1}$ and width $w = 0.3 \text{ Mm}$, launched from $y = y_0 = 0.5 \text{ Mm}$.

pressure scale height according to which the amplitude increases e times with height. Moreover, $\max(V_{iy})$ and $\max(\delta T_i/T_0)$ are higher for vertically propagating magnetoacoustic waves than for magnetoacoustic-gravity waves which propagate obliquely to the gravity action, that is to say horizontally. The heating of the chromosphere is strongly correlated with the velocity drift which attains its largest values at the top of this region. The same results were obtained in Paper I where the top chromosphere was heated as a result of ion–neutral collisions. Similarly to the plasma heating, the plasma outflow is also larger for magnetoacoustic waves than for magnetoacoustic-gravity waves. Parametric studies show that a narrower pulse results in less chromosphere heating and lower plasma outflows, which results from less energy being released by a narrower pulse. On the other hand, increasing the absolute value of the amplitude from $A = 2 \text{ km s}^{-1}$ to $A = 5 \text{ km s}^{-1}$ leads to more significant heating and a more substantial generation of plasma outflows. The parametric studies in Paper I for the 1D model have also shown that a narrower pulse leads to less heating of the atmosphere and smaller plasma outflows and that increasing the amplitude leads to higher V_{iy} and $\delta T_i/T_0$.

As a final conclusion, we note that larger-amplitude magnetoacoustic waves excited by a single pulse result in stronger chromospheric heating and the generation of plasma outflows for both 1D and 2D models.

Acknowledgements. The JOANNA code was developed by Darek Wójcik with some contribution from Luis Kadowaki and Piotr Wołoszkiewicz. This work was done within the framework of the projects from the Polish Science Center (NCN) Grant No. 2020/37/B/ST9/00184. We visualize the simulation data using the VisIt software package (Childs et al. 2012). T.V.Z. was supported

by Shota Rustaveli National Science Foundation of Georgia (project FR-21-467). SP acknowledges support from the projects C14/19/089 (C1 project Internal Funds KU Leuven), G.0D07.19N (FWO-Vlaanderen), SIDC Data Exploitation (ESA Prodex-12), and Belspo project B2/191/P1/SWiM.

References

- Alfvén, H. 1942, *Nature*, **150**, 405
- Avrett, E. H., & Loeser, R. 2008, *ApJS*, **175**, 229
- Ballester, J. L., Alexeev, I., Collados, M., et al. 2018, *Space Sci. Rev.*, **214**, 58
- Braginskii, S. I. 1965, *Rev. Plasma Phys.*, **1**, 205
- Carlsson, M., & Stein, R. F. 1995, *ApJ*, **440**, L29
- Childs, H., Brugger, E., Whitlock, B., et al. 2012, *VisIt: An End-User Tool for Visualizing and Analyzing Very Large Data* (Chapman and Hall/CRC), 357
- Cram, L. E. 1978, *A&A*, **70**, 345
- Deubner, F.-L., & Gough, D. 1984, *ARA&A*, **22**, 593
- Erdélyi, R., & James, S. P. 2004, *A&A*, **427**, 1055
- Forteza, P., Oliver, R., Ballester, J. L., & Khodachenko, M. L. 2007, *A&A*, **461**, 731
- Hines, C. O. 1960, *Can. J. Phys.*, **38**, 1441
- Kayshap, P., Murawski, K., Srivastava, A. K., Musielak, Z. E., & Dwivedi, B. N. 2018, *MNRAS*, **479**, 5512
- Khodachenko, M. L., Arber, T. D., Rucker, H. O., & Hanslmeier, A. 2004, *A&A*, **422**, 1073
- Khomenko, E., Collados, M., Díaz, A., & Vitas, N. 2014, *Phys. Plasmas*, **21**, 092901
- Kuźma, B., Wójcik, D., Murawski, K., Yuan, D., & Poedts, S. 2020, *A&A*, **639**, A45
- Lamb, H. 1932, *Hydrodynamics* (Cambridge: Cambridge University Press)
- Leake, J. E., Arber, T. D., & Khodachenko, M. L. 2005, *A&A*, **442**, 1091
- Leake, J. E., DeVore, C. R., Thayer, J. P., et al. 2014, *Space Sci. Rev.*, **184**, 107
- Lighthill, M. J. 1967, in *Aerodynamic Phenomena in Stellar Atmospheres*, ed. R. N. Thomas, **28**, 429
- Maneva, Y. G., Alvarez Laguna, A., Lani, A., & Poedts, S. 2017, *ApJ*, **836**, 197
- Meier, E. T., & Shumlak, U. 2012, *Phys. Plasmas*, **19**, 072508
- Mihalas, B. W., & Toomre, J. 1981, *ApJ*, **249**, 349
- Mihalas, B. W., & Toomre, J. 1982, *ApJ*, **263**, 386
- Moore, D. W., & Spiegel, E. A. 1964, *ApJ*, **139**, 48
- Murawski, K., Srivastava, A. K., Musielak, Z. E., & Dwivedi, B. N. 2015, *ArXiv e-prints* [arXiv:1505.03793]
- Nakariakov, V. M., & Verwichte, E. 2005, *Liv. Rev. Sol. Phys.*, **2**, 3
- Niedziela, R., Murawski, K., & Poedts, S. 2021, *A&A*, **652**, A124
- Oliver, R., Soler, R., Terradas, J., & Zaqarashvili, T. V. 2016, *ApJ*, **818**, 128
- Popescu Braileanu, B., Lukin, V. S., Khomenko, E., & de Vicente, Á. 2019, *A&A*, **627**, A25
- Roberts, B. 2006, *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A*, **364**, 447
- Schmieder, B. 1976, *Sol. Phys.*, **47**, 435
- Soler, R. 2013, in *Highlights of Spanish Astrophysics VII*, eds. J. C. Guirado, L. M. Lara, V. Quilis, & J. Gorgas, 798
- Thomas, J. H. 1983, *Annu. Rv. Fluid Mech.*, **15**, 321
- Ullmschneider, R., Schmitz, F., Kalkofen, W., & Bohn, H. U. 1978, *A&A*, **70**, 487
- Vigeesh, G., Jackiewicz, J., & Steiner, O. 2017, *ApJ*, **835**, 148
- Vigeesh, G., Roth, M., Steiner, O., & Fleck, B. 2021, *Philos. Trans. R. Soc. London Ser. A*, **379**, 20200177
- Vranjes, J., & Krstić, P. S. 2013, *A&A*, **554**, A22
- Whitaker, W. A. 1963, *ApJ*, **137**, 914
- Wiśniewska, A., Musielak, Z. E., Staiger, J., & Roth, M. 2016, *ApJ*, **819**, L23
- Withbroe, G. L., & Noyes, R. W. 1977, *ARA&A*, **15**, 363
- Wójcik, D., Kuźma, B., Murawski, K., & Musielak, Z. E. 2020, *A&A*, **635**, A28
- Zaqarashvili, T. V., Khodachenko, M. L., & Rucker, H. O. 2011, *A&A*, **534**, A93

Driven two-fluid slow magnetoacoustic waves in the solar chromosphere with a realistic ionisation profile

R. Niedziela¹, K. Murawski¹, and S. Poedts^{2,1}

¹ Institute of Physics, University of Maria Curie-Skłodowska, Pl. Marii Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, Poland

² Centre for mathematical Plasma Astrophysics / Department of Mathematics, KU Leuven, Celestijnenlaan 200B, 3001 Leuven, Belgium

September 21, 2024

ABSTRACT

Context. This study has been carried out in the context of chromosphere heating.

Aims. This paper aims to discuss the evolution of driven slow magnetoacoustic waves (SMAWs) in the solar chromosphere modelled with a realistic ionisation profile and consider their potential role in plasma heating and the generation of plasma outflows.

Methods. Two-dimensional (2D) numerical simulations of the solar atmosphere are performed using the JOANNA code. The dynamic behaviour of the atmospheric plasma is governed by the two-fluid equations (with ionisation/recombination terms taken into account) for neutrals (hydrogen atoms) and ions (protons)+electrons. The initial atmosphere is described by a hydrostatic equilibrium (HE) supplemented by the Saha equation (SE) and embedded in a fanning magnetic field. This initial equilibrium is perturbed by a monochromatic driver which operates in the chromosphere on the vertical components of the ion and neutral velocities.

Results. It is shown that the HE+SE model results in time-averaged (net) plasma outflows in the top chromosphere, which are larger than their pure HE counterpart. The parametric studies demonstrate that the largest chromosphere temperature rise occurs for smaller wave driving periods. The plasma outflows exhibit the opposite trend, growing with the driver period.

Conclusions. It is concluded that the inclusion of the HE+SE plasma background plays a key role in the evolution of SMAWs in the solar atmosphere.

Key words. Magnetohydrodynamics (MHD) - Waves - Sun: activity - Sun: atmosphere

1. Introduction

The Sun's atmosphere is classified into three layers that differ in physical quantities, such as temperature and mass density. The lowest layer of the atmosphere is called the photosphere, where the temperature varies from about 5600 K at its bottom to about 4300 K at its top, located about 600 km above the solar surface. The layer above the photosphere is called the chromosphere, and in this layer, the temperature rises to about $6 - 7 \cdot 10^3$ K. In the outer layer, called the solar corona, the temperature reaches $1 - 3$ MK on average. As the abundance of ions is strongly correlated with the plasma temperature, the photosphere is only very weakly ionised, i.e., the ionisation degree is of the order of 10^{-4} . The chromosphere, however, is partially ionised with typical ionisation levels of $5 \cdot 10^{-2}$, and the corona is essentially fully ionised (Biermann 1947; Miyamoto 1949). The solar corona and the chromosphere are separated by a $100 - 200$ km thin layer called the transition region in which temperature suddenly rises from chromospheric to coronal values. Such an abundance of neutrals in the lower atmospheric layers requires considering the presence of both charged species (ions and electrons) and neutral atoms to describe the dynamics of the atmosphere realistically.

Being a dynamic environment, the photosphere is the source of diverse waves. The effect of these waves on the chromospheric temperature and the generation of plasma flows was recently investigated (e.g. Nakariakov et al. 2019; Niedziela et al. 2022; Pelekhat et al. 2022). More realistic models of the atmosphere, including complex magnetic fields and non-isothermal condi-

tions were considered in subsequent studies (e.g. Defouw 1976; Stark & Musielak 1993; Musielak et al. 2006; Felipe et al. 2018; Murawski et al. 2022; Kraśkiewicz et al. 2022).

Naturally, ion-neutral collisions result from the chromosphere's physical conditions. A two-fluid model could model them, but the effect of these collisions can be partly taken into account in a magnetohydrodynamic (MHD) approach, viz. as ambipolar diffusion in the generalised Ohm's law (e.g. MacBride et al. 2022; González-Morales et al. 2020). A full two-fluid model is superior to an MHD model, and it has been shown that these ion-neutral collisions may play a key role in wave damping – a process that is most effective at steep wave profiles (e.g. Kuźma et al. 2021; Murawski et al. 2020).

Driven slow magnetoacoustic waves (SMAWs) were also considered in the framework of MHD by Kraśkiewicz et al. (2019), who performed numerical simulations of the behaviour of excited SMAWs in MHD systems with horizontal and vertical magnetic fields. Further numerical studies of SMAWs generated by the solar granulation showed that the main period of highly turbulent photospheric plasma is close to 300 s (Kuźma et al. 2021).

The idea to study chromosphere heating by acoustic waves was initially suggested by Biermann (1946) and Schwarzschild (1948). Much later, it was proposed that their incompressible counterparts, mainly Alfvén waves, can participate in the generation of the solar wind (e.g. Ofman 2010; Banerjee et al. 2021).

The main aim of the present paper is to study the propagation of driven two-fluid SMAWs in the partially ionised solar

atmosphere. The so-far developed solar atmosphere models (e.g. Botha et al. 2011; Kraskiewicz et al. 2023; Niedziela et al. 2021; Pelekhat et al. 2021) were based on a pure hydrostatic equilibrium (HE) approximation, while the model presented here supplements it for the first time by the Saha equation (SE) (Saha 1920) to consider ionisation effects. This equation is important as it improves the HE model by implementing a realistic vertical profile of the ionisation degree, i.e., the ratio of the number of ions to the number of neutrals in the solar atmosphere.

This paper is organised as follows. The numerical model and the setup of the numerical simulations are described in Sect. 2. The numerical results of the driven waves are presented and discussed in Sect. 3. This paper is finalised by summarising our findings and conclusions in Sect. 4.

2. Numerical model

To describe the lower layers of the solar atmosphere, a hydrogen plasma is considered, which consists of two components: an ionised (protons + electrons) fluid and a neutral (hydrogen atoms) fluid.

2.1. Two-fluid equations

The appropriate two-fluid equations are given by (Oliver et al. 2016; Maneva et al. 2017a; Popescu Braileanu et al. 2019; Murawski et al. 2022) and they are rewritten here as

$$\frac{\partial \varrho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_i \mathbf{V}_i) = m_i (\Gamma_i^{\text{ion}} + \Gamma_i^{\text{rec}}), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \varrho_n}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_n \mathbf{V}_n) = m_n (\Gamma_n^{\text{ion}} + \Gamma_n^{\text{rec}}), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\varrho_i \mathbf{V}_i)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_i \mathbf{V}_i \mathbf{V}_i + (p_i + p_e) \mathbf{I}) = \\ \varrho_i \mathbf{g} + \frac{1}{\mu} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} + \mathbf{S}_m, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial (\varrho_n \mathbf{V}_n)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varrho_n \mathbf{V}_n \mathbf{V}_n + p_n \mathbf{I}) = \varrho_n \mathbf{g} - \mathbf{S}_m, \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_i}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(E_i + p_i + p_e + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu} \right) \mathbf{V}_i - \frac{\mathbf{B}}{\mu} (\mathbf{V}_i \cdot \mathbf{B}) \right] = \\ (\varrho_i \mathbf{g} + \mathbf{S}_m) \cdot \mathbf{V}_i + Q_i, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_n}{\partial t} + \nabla \cdot [(E_n + p_n) \mathbf{V}_n] = (\varrho_n \mathbf{g} - \mathbf{S}_m) \cdot \mathbf{V}_n + Q_n, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V}_i \times \mathbf{B}), \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (7)$$

$$E_i = \frac{\varrho_i \mathbf{V}_i^2}{2} + \frac{p_i + p_e}{\gamma - 1} + \frac{\mathbf{B}^2}{2\mu}, \quad E_n = \frac{\varrho_n \mathbf{V}_n^2}{2} + \frac{p_n}{\gamma - 1}. \quad (8)$$

In the equations above, the subscripts n , i , and e correspond to, respectively, neutrals, ions, and electrons, while $\varrho_{i,n}$ denote the mass densities of ions and neutrals, $\mathbf{V}_{i,n}$ are the velocities, $p_{i,e,n}$ describe the ion, electron, and neutral gas pressures. It is assumed that $p_e = p_i$. The symbol $\mathbf{I}$ stands for the identity matrix, the terms $E_{i,n}$ correspond to the total energy densities, $\mathbf{g} = [0, -g, 0]$ is the gravity vector with magnitude $g = 274.78 \text{ m s}^{-2}$, $\gamma = 5/3$ represents the ratio of specific heats, $\mathbf{B}$ denotes the magnetic field, and μ is the magnetic permeability. The symbols $\mathbf{S}_m$ and $Q_{i,n}$ indicate the collisional momentum and the energy exchange terms, respectively. These are given by the following ex-

pressions (Oliver et al. 2016):

$$\mathbf{S}_m = \alpha_{in} (\mathbf{V}_n - \mathbf{V}_i) + \Gamma_i^{\text{ion}} m_i \mathbf{V}_n - \Gamma_n^{\text{rec}} m_i \mathbf{V}_i, \quad (9)$$

$$\begin{aligned} Q_i = \frac{1}{2} \alpha_{in} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n)^2 + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{k_B \alpha_{in}}{m_n + m_i} (T_n - T_i) + \\ \frac{1}{2} m_i (\Gamma_i^{\text{ion}} V_n^2 - \Gamma_i^{\text{rec}} V_i^2), \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} Q_n = \frac{1}{2} \alpha_{in} (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_n)^2 + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{k_B \alpha_{in}}{m_n + m_i} (T_i - T_n) + \\ \frac{1}{2} m_i (\Gamma_n^{\text{rec}} V_i^2 - \Gamma_n^{\text{ion}} V_n^2). \end{aligned} \quad (11)$$

The ionisation and recombination coefficients, Γ^{ion} and Γ^{rec} , are specified by Maneva et al. (2017b). The effect of the interaction between these two species depends on the ion-neutral friction coefficient α_{in} , which is defined as (Braginskii 1965)

$$\alpha_{in} = \frac{4}{3} \frac{\sigma_{in} \varrho_i \varrho_n}{m_i + m_n} \sqrt{\frac{8k_B}{\pi} \left(\frac{T_i}{m_i} + \frac{T_n}{m_n} \right)}. \quad (12)$$

Here, k_B corresponds to the Boltzmann constant, $\sigma_{in} = 1.4 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$ represents the quantum collision cross-section (Vranjes & Krstic 2013), $m_{i,n}$ are the masses of the ions (protons) and the neutrals (hydrogen atoms), respectively, and $T_{i,n}$ are their temperatures given by the ideal gas laws,

$$p_{i,n} = \frac{k_B}{m_{i,n}} \varrho_{i,n} T_{i,n}. \quad (13)$$

For the sake of simplicity, all other non-adiabatic and non-ideal terms in the two-fluid equations are neglected, and the discussion is limited to a 2D situation with z being an invariant coordinate. However, compressive viscosity, which is not included in the model, would additionally damp the magnetoacoustic waves (Nakariakov et al. 2017; Duckenfield et al. 2021; Ofman & Wang 2022).

2.2. Magnetohydrostatic equilibria

Two realisations of the solar atmosphere equilibrium are considered, namely:

1. a hydrostatic equilibrium (HE), which is determined by a vertical temperature profile $T_0(y)$, taken here from the model of Avrett & Loeser (2008), with reference values of ion and neutral gas pressures. For details, see, e.g., Niedziela et al. (2022);
2. a HE supplemented by the Saha equation (HE+SE). Here, the hydrostatic equations are combined with SE, which is specified for the hydrogen plasma as (Suzuki et al. 2022)

$$\frac{n_{i+1}}{n_i} = \frac{1}{n_H \lambda_e^3} \exp\left(-\frac{I_H}{k_B T}\right). \quad (14)$$

Here, n_{i+1} and n_i are the density number of atoms in ionisation state $i+1$ and i respectively, n_H denotes the density of hydrogen atoms which in the hydrogen plasma model is equal to n_n , and $I_H = 13.6 \text{ eV}$ corresponds to the hydrogen ionisation potential, λ_e is the thermal de Broglie wavelength of an electron given as

$$\lambda_e = \sqrt{\frac{h^2}{2\pi m_e k_B T}}. \quad (15)$$

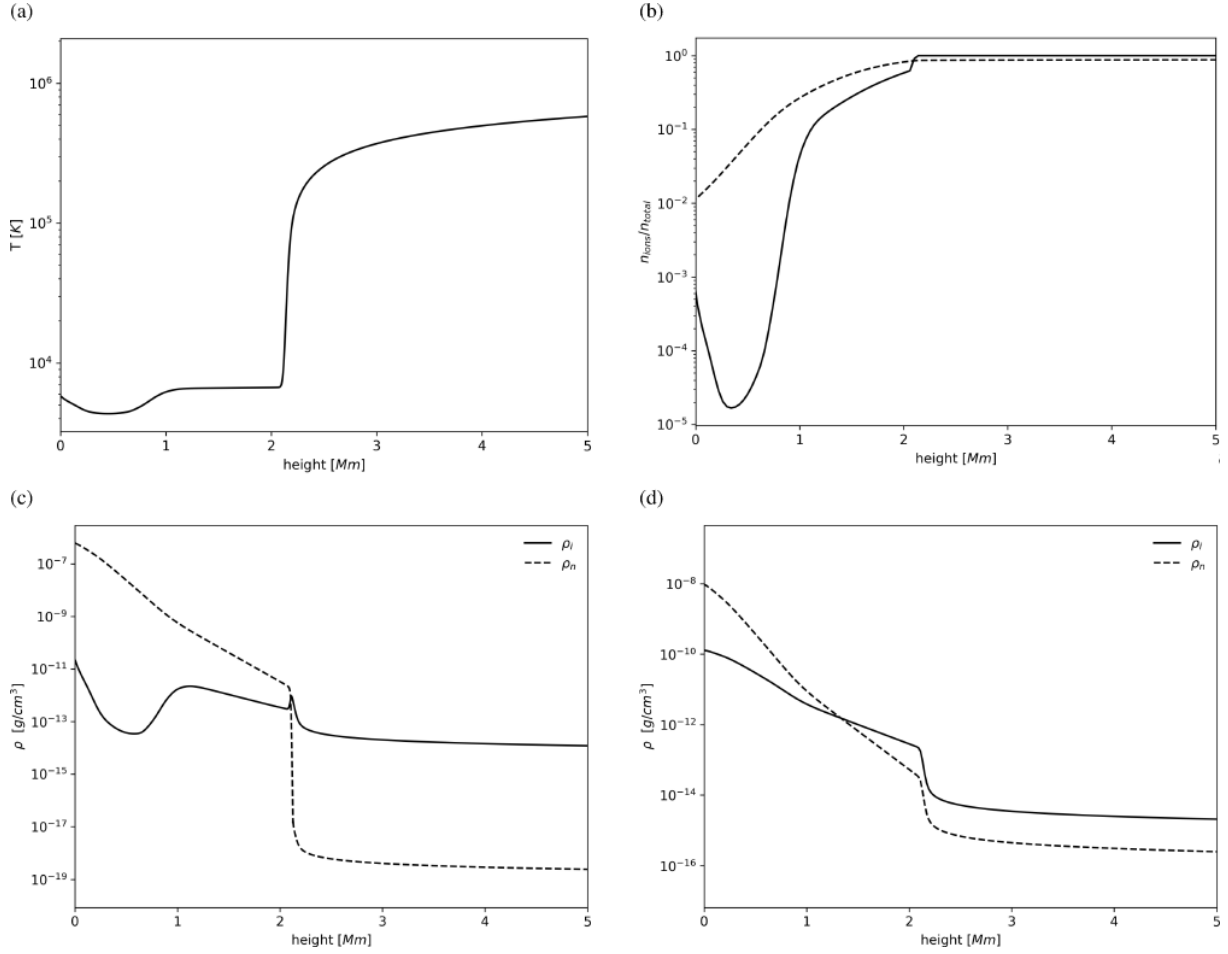


Fig. 1. Variation with height of the equilibrium temperature, T_0 (a), ionisation degree, I (b) for HE (dashed line) and HE+SE (solid line), mass density (c, d) for ions (solid line) and neutrals (dashed line) for HE+SE (c) and HE (d).

Here, h represents the Planck constant and m_e is the electron mass. Note that the SE is valid for a plasma in thermodynamic equilibrium, which is not valid for the solar atmosphere.

The vertical profile of the equilibrium temperature, $T_0(y)$, is displayed up to $y = 5$ Mm in Fig. 1, (a). In the photosphere, T_0 attains a value of about 5600 K. At $y = 0.6$ Mm, which is close to the bottom of the chromosphere, it decreases to a minimum of about 4300 K (Fig. 1, a). In contrast, $T_0(y)$ slightly grows in the chromosphere, but the most dramatic variation is observed in the transition region across which the temperature rises from about $7 \cdot 10^3$ K to $2 \cdot 10^5$ K at $y = 2.5$ Mm.

The ionisation degree, $I = \varrho_i/(\varrho_i + \varrho_n)$, determined with the use of the SE, reaches the lowest values at the temperature minimum at the top of the photosphere with a minimum value of about $2 \cdot 10^{-5}$ (Fig. 1, panel b, solid line), and it is significantly different for the HE case for which I attains the lowest value of about 10^{-2} at $y = 0$ Mm (dashed line). As $T_0(y)$ increases in the chromosphere, I also tends to grow there. Due to the essentially complete ionisation of plasma in the solar corona resulting from its high temperature, the magnitudes of I are highest there. The maximum value of $I \approx 1$ takes place at $y = 2.3$ Mm, and it corresponds to the floor value for ϱ_n , which is set as $10^{-19} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ to avoid numerical issues with negative mass density in the corona.

Note that ϱ_i is lower than ϱ_n in the photosphere and the chromosphere (Fig. 1, c). This results from the relatively low chromosphere temperature compared to the temperature of the solar corona, which directly affects the ionisation rate and the number of ions in the system. At $y = 0.5$ Mm and at $y \approx 1$ Mm respectively a local minimum and maximum of ϱ_i take place in the HE+SE case. However, in the transition region, where a sudden increase in temperature occurs, a sharp decrease in ϱ_n is observed. In the corona, the mass density reaches its minimum which is higher for ions with $\varrho_i \approx 10^{-14} \text{ g cm}^{-3}$ than for neutrals with $\varrho_n \approx 10^{-19} \text{ g cm}^{-3}$ for HE, and $\varrho_n \approx 10^{-16} \text{ g cm}^{-3}$ for HE+SE (Fig. 1, c, d). It is well seen that for HE, ϱ_i dominates over ϱ_n already in the middle chromosphere, that is, at a lower level than for HE+SE. The hydrostatic system is embedded in a magnetic field,

$$\mathbf{B} = B_0 \left[\cos\left(\frac{x+L}{\Lambda_B}\right), -\sin\left(\frac{x+L}{\Lambda_B}\right), 0 \right] \exp\left(-\frac{y}{\Lambda_B}\right) \quad (16)$$

$$+ [0, B_v, 0], \quad \Lambda_B = 2L/\pi, \quad (17)$$

which mimics fanning out magnetic field lines (Fig. 2). The magnitude B_v of the vertical field is chosen as -5 Gs. The magnetic field at $y = 0$, $B_0 = 500$ Gs, and the characteristic width, $L = 0.64$ Mm. Such magnetic field is current-free ($\nabla \times \mathbf{B}/\mu = \mathbf{0}$)

and thus also force-free ($(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} / \mu = \mathbf{0}$), and therefore it does not affect the hydrostatic ion gas pressure and ion mass density profiles.

2.3. Perturbations by a monochromatic driver

The magnetohydrostatic equilibrium is perturbed by the monochromatic driver in vertical components of ion and neutral velocities, i.e.

$$V_{iy}(y = y_d, t) = V_{ny}(y = y_d, t) = A \exp\left(-\frac{x^2}{w^2}\right) \sin\left(\frac{2\pi t}{P_d}\right). \quad (18)$$

Here, A is the amplitude of the driver, which is fixed to 5 km s^{-1} , $w = 50 \text{ km}$ its width, P_d its period, and y_d denotes the operation height which is set to be equal to $y_d = 1 \text{ Mm}$, corresponding to the middle chromosphere. Such amplitudes are observed in the chromosphere in 3-minute oscillations (Felipe et al. 2010; Krishna Prasad et al. 2015; Khomenko & Collados 2015). Several values of P_d are considered, and appropriate results for the HE are compared with those for the HE+SE model. The following values of $P_d = 2.5 \text{ s}$, 5 s , and 10 s are considered. As these values are closer to the ion-neutral collision times, which are within the range of about $0.1 - 1 \text{ s}$ in the chromosphere and the low corona (Khomenko et al. 2014), two-fluid effects are anticipated to be more important for these periods rather than for more powerful 3- and 5-min oscillations.

2.4. Numerical box and boundary conditions

The numerical simulations are performed with the use of the JOANNA code (Wójcik et al. 2020), which solves the two-fluid equations (1) - (13). The Courant-Friedrichs-Levy (CFL) number is set equal to 0.9, and the third-order strong stability preserving Runge-Kutta method (Durrant 2010) is adopted and supplemented by the Harten-Lax-van Leer Discontinuities (HLLD) approximate Riemann solver (Miyoshi & Kusano 2005). The 2D simulation domain is specified as $(-0.64 \leq x \leq 0.64) \text{ Mm} \times (1 \leq y \leq 3.56) \text{ Mm}$ and covered by 1024×2048 cells, leading to a numerical grid cell size in this area $\Delta y = 0.125 \text{ km}$. Higher up, within the zone $3.56 \text{ Mm} \leq y \leq 15 \text{ Mm}$, the grid is stretched along y up to $y = 15 \text{ Mm}$ and covered by 64 cells. Thus, this stretched grid damps the incoming signal at the top boundary (Kuzma & Murawski 2018). The selection of the numerical grid was preceded by a grid convergence study. The assumption that at least 16 grid points should cover the wavelength proved adequate, leading to numerical diffusion, which did not significantly affect the results for the chosen periods. All plasma quantities are fixed to their equilibrium values at the top and bottom boundaries of the numerical box. The only exception is the bottom boundary overlaid by the monochromatic driver, described by Eq. (18). At the side boundaries, $x = \pm 0.64 \text{ Mm}$, open boundary conditions are implemented, which are realised by copying all two-fluid quantities into the boundary cells from the nearest physical cells.

3. Numerical results

In this part of the paper, various driver periods are investigated, and how they influence the chromosphere heating and the generation of plasma outflows. Figure 2 illustrates $V_i(x, y)$ profile at $t = 110 \text{ s}$ for $P_d = 5 \text{ s}$. Note that the leading signal has already passed the transition region and reached $y \approx 2.3 \text{ Mm}$. In the middle and top chromosphere, the periodic pattern is well seen. The

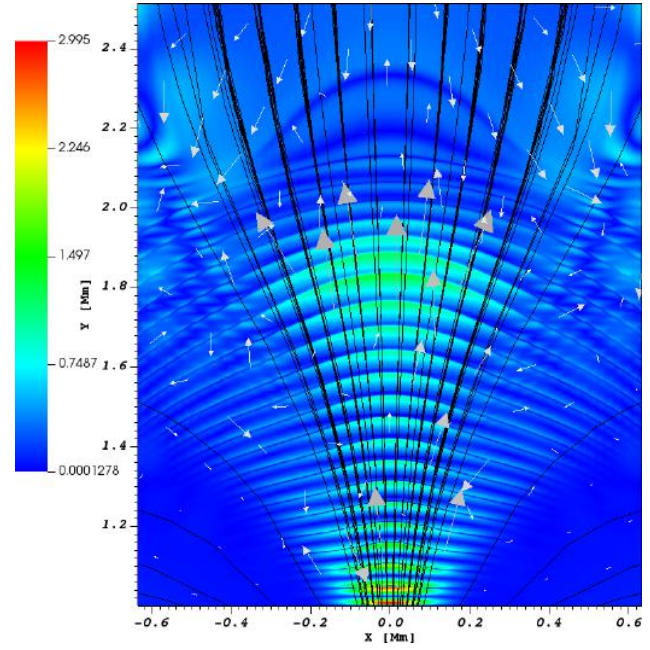


Fig. 2. Spatial profile of $V_i(x, y)$ (expressed in km s^{-1}) at $t = 110 \text{ s}$ overlaid by its vectors (white arrows) and magnetic field lines for $P_d = 5 \text{ s}$.

signal in V_i is essentially associated with SMAWs, which propagate mainly along magnetic field lines in a strongly magnetised medium.

Figure 3 displays time-distance plots for V_{iy} (a, c, e) and

$$\delta T_i / T_0 = \frac{T_i - T_0}{T_0} \quad (19)$$

(b, d, f) for $P_d = 10 \text{ s}$ (a, b), $P_d = 5 \text{ s}$ (c, d), and $P_d = 2.5 \text{ s}$ (e, f), collected at $x = 0$. As a result of the ion-neutral collisions, a part of the SMAWs kinetic energy is thermalised, and this effect is particularly important at steep wave profiles, which result from the exponentially growing wave amplitudes over a height equal to the pressure-scale height. A competitive effect of this is wave energy spreading along magnetic field lines that fan out at height. Thus, even a small amplitude driver may result in SMAWs with quickly growing amplitudes that steepen into shock waves in the chromosphere and thermalise their energy there. The case of $P_d = 2.5 \text{ s}$ corresponds to the lowest values of $\max(V_{iy}) = 3.2 \text{ km s}^{-1}$. However, this case shows the largest heating, most significant in the lower part of the numerical domain, below $y = 1.2 \text{ Mm}$. The driver with a period of $P_d = 5 \text{ s}$ excites higher V_{iy} values but lower $\delta T_i / T_0$ compared to the $P_d = 2.5 \text{ s}$ case. The largest velocities are observed for $P_d = 10 \text{ s}$ driver. Nevertheless, the lowest heating corresponds to the largest period studied in this paper. Short period waves ($P_d = 2.5 \text{ s}$) experience stronger non-linear damping (Kraškievicius et al. 2023) which may be an explanation for the lower $\max(V_{iy})$. The incoming signal is partially reflected from the transition region. This reflection results from the physical nature of this layer, where mass density, gas pressure, and temperature experience a sudden fall off with height.

Figure 4 shows kinetic energy flux $F_{E_{\text{ics}}} = 0.5 \rho V^2 C_S$ (a, c) and frictional heating term Q (b, d), (defined as the first term on the right-hand side of Eq. 11). The SMAWs can carry kinetic energy with the flux of about $6 \cdot 10^3 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ in the middle chromosphere, where the driver operates. This value falls off

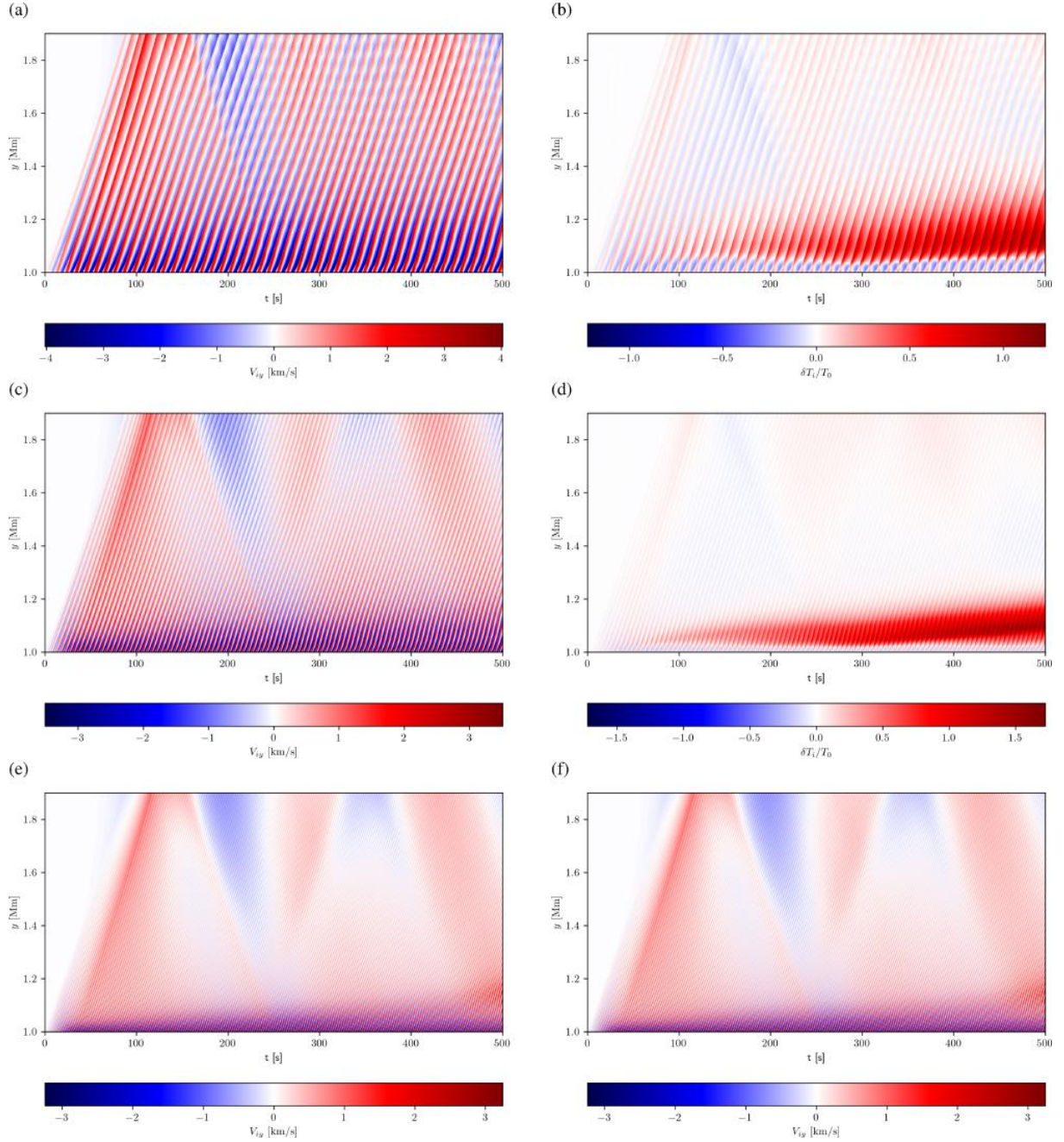


Fig. 3. Time-distance plots for $V_{iy}(x = 0, y, t)$ (a, c, e) and $\delta T_i/T_0(x = 0, y, t)$ (b, d, f) for $P_d = 10$ s (a, b), $P_d = 5$ s (c, d), and $P_d = 2.5$ s (e, f), in the case of HE+SE.

with height reaching about $10^2 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ at the top chromosphere. Compared to the chromospheric radiative energy losses for the quiet Sun (Withbroe & Noyes 1977), the kinetic energy flux is too small to fulfil these losses by about two orders of magnitude. As Q attains the largest values of $Q = 2 \cdot 10^{-5} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}$ above the driver, at $y \approx 1.05$ Mm (b), it is inferred that the thermal energy release takes place at this altitude in the considered model atmosphere with active ionisation/recombination effects.

Figure 5 presents the temporal averaged $\delta T_i/T_0$ (a, c, e) and V_{iy} (b, d, f), defined as

$$\langle f \rangle_t = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} f dt, \quad (20)$$

where $f = \delta T_i/T_0$ or V_{iy} , $t_1 = 140$ s and $t_2 = 500$ s. For all studied periods, the maximum heating rate is observed below $y = 1.2$ Mm, which agrees with Fig. 3. Additionally, with decreasing driver period, $\langle \delta T_i/T_0 \rangle_t$ peaks reach smaller values. Above the altitude $y = 1.2$ Mm averaged heating values oscil-

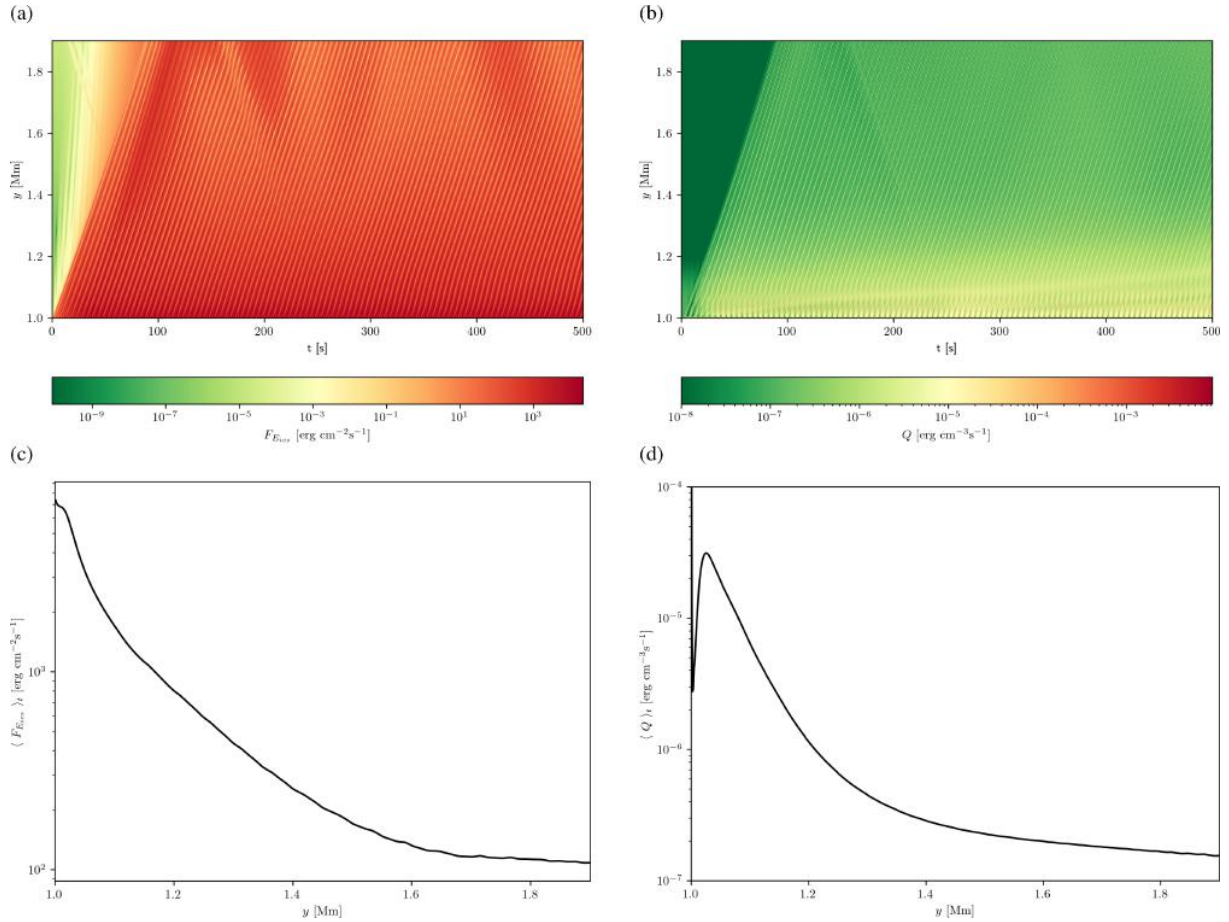


Fig. 4. Time-distance plots (a, b) and averaged over time vertical profiles (c, d) for kinetic energy flux $F_{E_{\text{ics}}}$ (a, c) and frictional heating term Q (b, d) for $P_d = 5$ s in the case of HE+SE.

late at a fixed level. Studies of $\langle V_{iy} \rangle_t$ show plasma outflows in the chromosphere.

For comparison purposes, simulations without the SE, corresponding to the case of pure HE, are run. A comparison of V_{iy} (Fig. 6, a) with its counterpart for the SE (Fig. 3, c) reveals slightly lower plasma velocities in the HE+SE case. This small difference is seen in Fig. 7, which displays V_{iy} for HE (solid line) and HE+SE (dashed line) at the height $y = 1.7$ Mm and at $t = 500$ s. The opposite scenario is observed for $\delta T_i/T_0$, which reveals larger values and, thus, more significant chromosphere heating for HE than for HE+SE.

To investigate the influence of ion-neutral collisions in the chromosphere heating, the studies of velocity drift (Fig. 8), $V_{iy} - V_{ny}$ for HE (a) and HE+SE (b) are performed. The highest values of $V_{iy} - V_{ny}$ in both cases are observed in the region where the driver was launched, viz. $1 \text{ Mm} < y < 1.2 \text{ Mm}$. However, the HE case shows a significant difference in the velocities at the whole chromosphere. These results agree with the heating presented in Figs. 3 & 6. Thus, the heating of the top chromosphere is the result of ion-neutral collisions, which were included in the two-fluid model (Eqs. 1-12). For the HE+SE case, the lowest values of $V_{iy} - V_{ny}$ and $\delta T_i/T_0$ are observed in the middle chromosphere. On the other hand, velocity drift reaches its highest values in the upper chromosphere, which is particularly evident in the HE+SE panel. It is unsurprising as the coupling between species decreases with lower density at higher altitudes. Note

that in both equilibrium configurations, the velocities of neutrals are greater than ions in most of the chromosphere.

Figure 9 presents the relative perturbed ion temperature averaged over time and height. This quantity is defined as

$$H = \frac{1}{y_2 - y_1} \int_{y_1}^{y_2} \left\langle \frac{\delta T_i}{T_0} \right\rangle_t dy, \quad (21)$$

where $y_1 = 1 \text{ Mm}$ and $y_2 = 1.9 \text{ Mm}$. As H experiences fall-off of with P_d , the chromosphere heating decreases with the driver period. These results converge with that of Soler (2024) (his Eq. 7.1), which shows that the heating rate is proportional to ω^2 . Thus, the highest efficiency in heating is achieved with high-frequency waves. A similar effect was observed in the context of Alfvén waves (Song & Vasyliūnas 2011). As a result, the chromosphere acts as a filter, damping high-frequency waves which deposit heat at the lower altitudes.

4. Summary and conclusion

A new model of the solar chromosphere is constructed. In this model, the unperturbed state is described by the magnetohydrostatic equilibrium, with fanning out with height magnetic field lines and supplemented by the Saha equation to model the variable ionisation degree in the photosphere and chromosphere. This magnetohydrostatic equilibrium is perturbed by

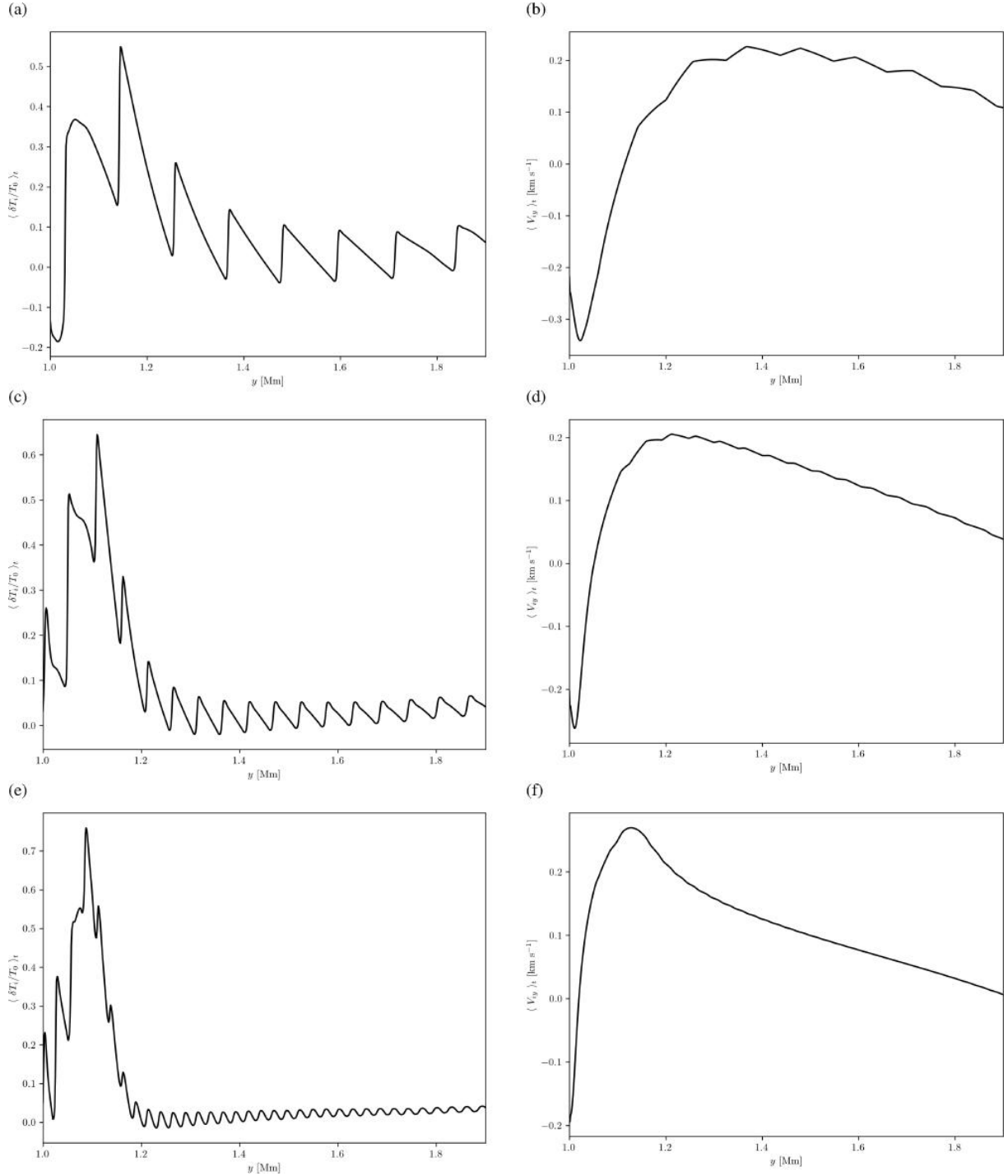


Fig. 5. Temporally averaged $\langle \delta T_i / T_0 \rangle_t$ (a, c, e) and $\langle V_{iy} \rangle_t$ (b, d, f) for $P_d = 10$ s (a, b), $P_d = 5$ s (c, d), and $P_d = 2.5$ s (e, f) in the case of HE+SE.

a monochromatic driver that operates at the middle chromosphere, exciting in a strongly magnetised medium, essentially slow MAWs. This atmosphere is described by two-fluid equations (with ionisation/recombination terms included) for ions (protons) + electrons and neutrals (hydrogen atoms), which are solved numerically with the use of the JOANNA code (Wójcik et al. 2019).

It is found that, as a result of ion-neutral collisions, the SMAWs are damped and they thermalise their energy at $y =$

1.05 Mm, with the stronger effect corresponding to smaller wave periods. Most of the energy from granulation-excited waves is concentrated in 5-minute oscillations with wave periods of 300 s (Zaqarashvili et al. 2011). Consequently, the 2.5, 5, and 10 s wave periods correspond to less energetic oscillations. These shorter periods are closer to the timescales of ion-neutral collisions, making two-fluid effects more significant for these waves. Velocity drift reaches the highest values at the bottom of the numerical region, showing agreement with the heating profile.

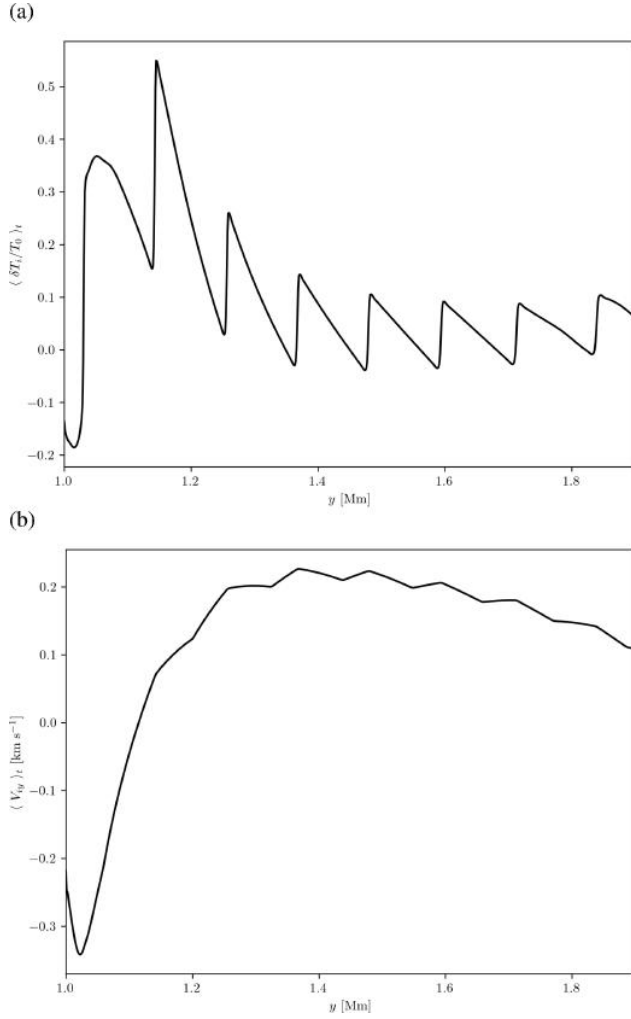


Fig. 6. Time-distance plots for $V_{iz}(x = 0, y, t)$ (a) and $\delta T_i/T_0(x = 0, y, t)$ (b) for the driver parameters corresponding to the panels (c, d) of Fig. 3 but drawn here for HE.

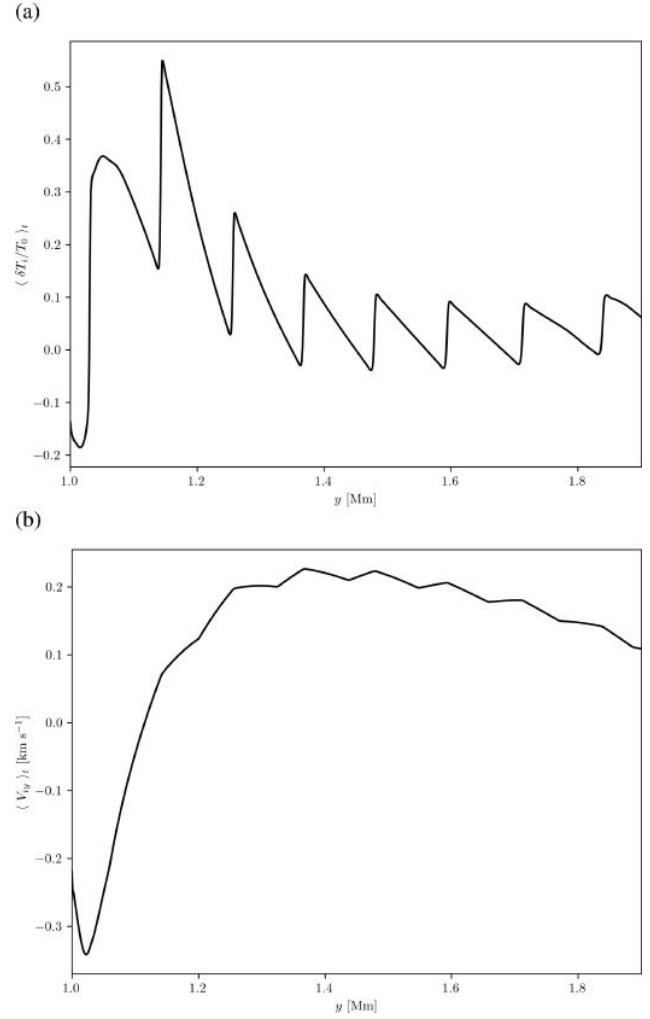


Fig. 8. Time-distance plots for $V_{iz} - V_{ny}$ for the driver parameters corresponding to the panel (c) of Fig. 3 for HE (a) and HE+SE (b).

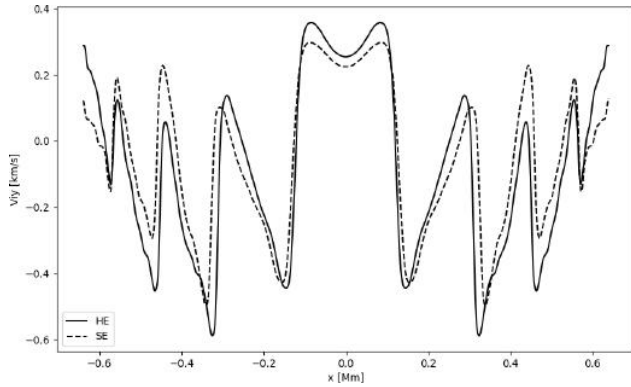


Fig. 7. Variation of $V_{iz}(x, y = 1.75 \text{ Mm}, t = 500 \text{ s})$ for HE (solid line) and HE+SE (dashed line).

Additionally, the SMAWs drive flows from the middle chromosphere into the solar corona. It is shown that the realistic ionisation rate specified using the Saha equation results in lower plasma outflows and chromosphere heating than the ionisation determined by the pure hydrostatic equilibrium. Comparison

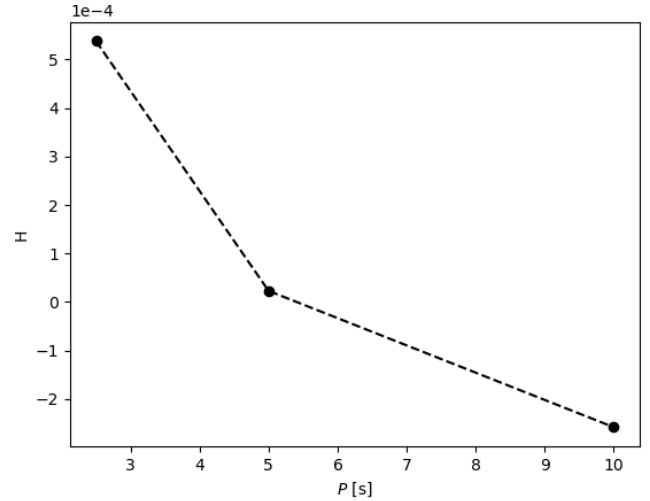


Fig. 9. Relative perturbed temperature of ions averaged over time and height, H , vs. P_d .

with observational radiative energy loss data showed that the ki-

netic energy flux values we obtained are too small to drive the solar wind.

It is concluded that the Saha equation plays an important role in the evolution of SMAWs.

Acknowledgements. KM's work was done within the framework of the project from the Polish Science Center (NCN) Grant No. 2020/37/B/ST9/00184. Dr. Luis Kadowaki implemented the HE+SE equilibrium into the JOANNA code, funded by this grant. A part of numerical simulations was run on the LUNAR cluster at the Institute of Mathematics at M. Curie-Skłodowska University in Lublin, Poland. The authors gratefully acknowledge Poland's high-performance computing infrastructure, PLGrid (HPC Centers: ACK Cyfronet AGH), for providing computer facilities and support within computational grant no. PLG/2022/015868. The simulation data was visualised using Python scripts. SP acknowledges support from the projects C14/19/089 (C1 project Internal Funds KU Leuven), G0B5823N and G002523N (WEAVE) (FWO-Vlaanderen), 4000145223 (SIDC Data Exploitation (SIDEX2), ESA Prodex), and Belspo project B2/191/P1/SWiM, as well as from SWATNet, a project that has received funding from the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under the Marie Skłodowska-Curie grant agreement No 955620.

References

- Avrett, E. H. & Loeser, R. 2008, *ApJS*, 175, 229
- Banerjee, D., Krishna Prasad, S., Pant, V., et al. 2021, *Space Sci. Rev.*, 217, 76
- Biermann, L. 1946, *Naturwissenschaften*, 33, 118
- Biermann, L. 1947, *Naturwissenschaften*, 34, 87
- Botha, G. J. J., Arber, T. D., Nakariakov, V. M., & Zhugzhda, Y. D. 2011, *ApJ*, 728, 84
- Braginskii, S. I. 1965, *Reviews of Plasma Physics*, 1, 205
- Defouw, R. J. 1976, *ApJ*, 209, 266
- Duckenfield, T. J., Kolotkov, D. Y., & Nakariakov, V. M. 2021, *A&A*, 646, A155
- Durran, D. R. 2010, *Numerical methods for fluid dynamics: With applications to geophysics*, Vol. 32 (Springer Science & Business Media)
- Felipe, T., Khomenko, E., & Collados, M. 2010, *arXiv e-prints*, arXiv:1005.3684
- Felipe, T., Kuckein, C., & Thaler, I. 2018, *A&A*, 617, A39
- González-Morales, P. A., Khomenko, E., Vitas, N., & Collados, M. 2020, *A&A*, 642, A220
- Khomenko, E. & Collados, M. 2015, *Living Reviews in Solar Physics*, 12, 6
- Khomenko, E., Collados, M., Díaz, A., & Vitas, N. 2014, *Physics of Plasmas*, 21, 092901
- Kraśkiewicz, J., Murawski, K., & Musielak, Z. E. 2019, *A&A*, 623, A62
- Kraśkiewicz, J., Murawski, K., & Musielak, Z. E. 2022, *MNRAS*[arXiv:2211.16463]
- Kraśkiewicz, J., Murawski, K., Zhang, F., & Poedts, S. 2023, *Sol. Phys.*, 298, 11
- Krishna Prasad, S., Jess, D. B., & Khomenko, E. 2015, *ApJ*, 812, L15
- Kuźma, B. & Murawski, K. 2018, *ApJ*, 866, 50
- Kuźma, B., Murawski, K., Musielak, Z. E., Poedts, S., & Wójcik, D. 2021, *A&A*, 652, A88
- MacBride, C. D., Jess, D. B., Khomenko, E., & Grant, S. D. T. 2022, *ApJ*, 938, 154
- Maneva, Y. G., Alvarez Laguna, A., Lani, A., & Poedts, S. 2017a, *ApJ*, 836, 197
- Maneva, Y. G., Alvarez Laguna, A., Lani, A., & Poedts, S. 2017b, *ApJ*, 836, 197
- Miyamoto, S. 1949, *PASJ*, 1, 10
- Miyoshi, T. & Kusano, K. 2005, *Journal of Computational Physics*, 208, 315
- Murawski, K., Musielak, Z. E., Poedts, S., Srivastava, A. K., & Kadowaki, L. 2022, *Ap&SS*, 367, 111
- Murawski, K., Musielak, Z. E., & Wójcik, D. 2020, *ApJ*, 896, L1
- Musielak, Z. E., Musielak, D. E., & Mobashii, H. 2006, *Phys. Rev. E*, 73, 036612
- Nakariakov, V. M., Afanasyev, A. N., Kumar, S., & Moon, Y. J. 2017, *ApJ*, 849, 62
- Nakariakov, V. M., Kosak, M. K., Kolotkov, D. Y., et al. 2019, *ApJ*, 874, L1
- Niedziela, R., Murawski, K., Kadowaki, L., Zaqarashvili, T., & Poedts, S. 2022, *A&A*, 668, A32
- Niedziela, R., Murawski, K., & Poedts, S. 2021, *A&A*, 652, A124
- Ofman, L. 2010, *Living Reviews in Solar Physics*, 7, 4
- Ofman, L. & Wang, T. 2022, *ApJ*, 926, 64
- Oliver, R., Soler, R., Terradas, J., & Zaqarashvili, T. V. 2016, *ApJ*, 818, 128
- Pelekhata, M., Murawski, K., & Poedts, S. 2021, *A&A*, 652, A114
- Pelekhata, M., Murawski, K., & Poedts, S. 2022, *arXiv e-prints*, arXiv:2211.12898
- Popescu Braileanu, B., Lukin, V. S., Khomenko, E., & de Vicente, Á. 2019, *A&A*, 627, A25
- Saha, M. N. 1920, *Nature*, 105, 232
- Schwarzschild, M. 1948, *ApJ*, 107, 1
- Soler, R. 2024, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, 382, 20230223
- Song, P. & Vasyliūnas, V. M. 2011, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, 116, A09104
- Stark, B. A. & Musielak, Z. E. 1993, *ApJ*, 409, 450
- Suzuki, T. K., Shimizu, K., & Shoda, M. 2022, in *Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*, Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun, 147
- Vranjes, J. & Krstić, P. S. 2013, *A&A*, 554, A22
- Withbroe, G. L. & Noyes, R. W. 1977, *ARA&A*, 15, 363
- Wójcik, D., Kuźma, B., Murawski, K., & Musielak, Z. E. 2020, *A&A*, 635, A28
- Wójcik, D., Kuźma, B., Murawski, K., & Srivastava, A. K. 2019, *ApJ*, 884, 127
- Zaqarashvili, T. V., Murawski, K., Khodachenko, M. L., & Lee, D. 2011, *A&A*, 529, A85

Numerical experiments on granulation-generated two-fluid waves and flows in a solar magnetic carpet

R. Niedziela,¹ K. Murawski,¹ A.K. Srivastava²

¹*Institute of Physics, University of M. Curie-Skłodowska, Pl. M. Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, Poland*

²*Department of Physic, Indian Institute of Technology (BHU), Varanasi-221005, India*

21 September 2024

ABSTRACT

We consider the effects of granulation with a complex geometry of a magnetic carpet on the genesis of waves and plasma flows in a quiet-region of the solar atmosphere. Our aim is to perform numerical experiments on the self-generated and self-evolving solar granulation in a magnetic carpet representing the parts of the large-scale magnetized solar atmosphere, where waves and flows are basic inherent physical processes occurring continuously. We perform numerical experiments with the use of the JOANNA code which solves non-ideal and non-adiabatic two-fluid equations for ions+electrons and neutrals treated as two separate fluids. In these experiments, we assume that the plasma is hydrogen, and initially described by magnetohydrostatic equilibrium which is accompanied with a magnetic carpet. Parametric studies with different values of magnetic field show that its higher values result in larger magnitudes of ion-neutral velocity drift, thus ensuring larger heating and plasma flows. The present model addresses that in the highly dynamic solar chromosphere, waves, heating and plasma flows may collectively couple different layers of the solar atmosphere, and this entire process crucially depends on the local plasma and magnetic field properties. We suggest that waves and flows are the natural response of the granulation process in the quiet-Sun.

Key words: Sun: atmosphere – Sun: granulation – methods: numerical

1 INTRODUCTION

It is well established that the plasma and radiative properties of the solar atmosphere change with altitude leading to an increase in its temperature and thus in the ionization level of the species present in its higher layers (Avrett & Loeser 2008). However, the bottom layer of the Sun’s atmosphere, called the photosphere, is characterized by a temperature range from about 5600 K at its bottom to about 4300 K at its top. Such low temperature leads to a weakly ionized plasma (Khomenko et al. 2014). Investigation of the small-scale magnetic activity of the three-dimensional (3D) quiet solar atmosphere models reveals mean field strength $\langle B \rangle \approx 70$ G in the middle of the photosphere (del Pino Alemán et al. 2018). The photosphere is capped by the chromosphere, where temperature rises to almost 7×10^3 K. The ionization level, therefore, subsequently increases and the plasma becomes partially ionized. The temperature in the outermost layer, known as the solar corona, reaches to 1 – 3 MK, and the plasma becomes fully ionized there. The high-degree of rise in the temperature in upper layers of the solar atmosphere remains an unsolved problem, and consists of several components related to wave heating and magnetic field interactions (e.g., Srivastava et al. 2021; Li et al. 2024). Such complex plasma requires a special treatment. One of the models, which can be used to describe weakly and partially ionized plasma, is based on the two-fluid equations (e.g. Zaqarashvili et al. 2011). This model naturally takes into account ion-neutral collisions (Ballester et al. 2018) which result in wave damping and consequently in wave energy thermalization (Forteza et al. 2007; Erdélyi & James 2004). The last studies of the two-fluid waves performed by Niedziela et al. (2022), Murawski et al. (2022)

and Pelekhat et al. (2023) show their contribution to chromosphere heating and generation of plasma outflows in the low corona.

It is likely that convective movements of plasma under the solar surface lead to the formation of solar granulation, and they can be a source of many dynamical events and excitation of waves (e.g. Vigeesh et al. 2017).

In this context, convective cells and magnetic field, together form magneto-convection (Proctor 2004). The generation and propagation of magnetoacoustic waves due to granulation was widely studied (e.g. Hansteen et al. 2006; Heggland et al. 2011). Additionally, Martínez-Sykora et al. (2017) investigated excitation of solar spicules and Alfvén waves in the 2.5-dimensional (2.5D) model with solar granulation. Recent studies of the two-fluid waves generated by spontaneously generated and self-evolving convection show that a wide spectrum of wave periods is generated by the granulation (Wójcik et al. 2020). In the later studies, Fleck et al. (2021) performed numerical simulations of acoustic-gravity waves generated by the solar granulation and confirmed that only short-period acoustic and long-period gravity waves are able to reach the corona.

Along similar lines, Murawski et al. (2022) studied chromosphere heating and generation of plasma outflows associated with two-fluid solar granulation. However, initially (at $t = 0$ s) straight vertical magnetic field was considered. The major aim of this paper is to extend the model of Murawski et al. (2022) by supplementing the vertical magnetic field by a more realistic solar magnetic carpet which naturally occupies the solar atmosphere in the form of magnetic arcades (Parnell 2002). Such magnetic carpet is expected to significantly affect the dynamics of the localized solar atmosphere and, as

a result, influences chromosphere heating and plasma flows inherent therein.

In the present paper, we illustrate the comprehensive physical scenario of the self-consistent evolution of waves and flows excited by the granulation, operating in the two regimes of magnetic carpet. We also emphasize on the dependence of these physical processes on the intensity of the magnetic field.

This paper is organized as follows. In the following section, the numerical model is described. Section 3 presents the results of the numerical experiments. The last section contains the summary and conclusions.

2 NUMERICAL MODEL

In this paper, we consider the solar atmosphere which consists of partially ionized hydrogen plasma which dynamics can be described by the set of non-ideal and non-adiabatic two-fluid equations with operating ionization and recombination for ions (protons) + electrons and neutrals (hydrogen atoms). These equations and the adopted numerical methods were described in detail by [Murawski et al. \(2022\)](#). Here, we use the extra heating term which is equal to 99 % of the thin radiation, and limit ourselves to a presentation of all the necessary information only that are utilized in the numerical setup.

Initially (at $t = 0$ s), we set the magnetohydrostatic equilibrium with hydrostatic ion and neutral gas pressures and mass density profiles ([Murawski et al. 2022](#)) which result from the semi-empirical temperature profile, $T_0(y)$, of ([Avrett & Loeser 2008](#)). See Fig. 1 for the temperature (top) and mass density (bottom) profiles. Note that ion mass density, ϱ_i , is about 100 times smaller than neutral mass density, ϱ_n , at $y = 0$ Mm. At $y \approx 1.3$ Mm $\varrho_i = \varrho_n$ and higher up in the chromosphere and in the solar corona, ϱ_i becomes larger than ϱ_n . The hydrostatic profiles are overlaid by the arcade magnetic field that is given as

$$\mathbf{B} = B_a \left[\cos\left(\frac{x + L_B}{\Lambda_B}\right), -\sin\left(\frac{x + L_B}{\Lambda_B}\right), 0 \right] e^{-y/\Lambda_B} + [0, B_v, B_t]. \quad (1)$$

Here, B_a , B_v and B_t correspond respectively to a magnetic carpet, modelled by the set of arcades, vertical and transversal components of magnetic field, $L_B = 0.64$ Mm is the half-size of a single arcade, and $\Lambda_B = 2L_B/\pi$ denotes a height over which B falls off e -times.

Figure 2 (top) illustrates spatial profiles of $T_i(x, y, t = 0$ s) and magnetic field lines which correspond to Eq. (1) with $B_a = 0.2$ G, and are set initially, at $t = 0$ s. It should be noted that the magnetic carpet is located below the transition region that is initially set at $y \approx 2.1$ Mm. As a result of the implementation of the vertical magnetic field, $B_v = -5$ G, there are seventeen magnetic null points (Fig. 2, top). The transverse component of magnetic field is chosen as $B_t = 1$ G. This choice of B_v and B_t is appropriate for the upper chromosphere and the corona.

To solve the two-fluid equations numerically, we use the JOANNA code ([Wójcik et al. 2020](#)). Along the y -direction we covered the numerical domain with 512 cells in the fine grid zone which occupies the region $(-3.0 \leq y \leq 17.48)$ Mm. Higher up, the grid is stretched and consists of 16 cells up to $y = 25$ Mm. The size of the numerical box along the x -direction is $(-20.48 \leq x \leq 20.48)$ Mm and it is covered by 1024 cells, leading to the finest grid resolution of $\Delta x = \Delta y = 40$ km. The plasma quantities are maintained at their equilibrium values at the top and bottom boundaries of the numerical box, while at the left- and right-sides periodic boundary conditions are implemented.

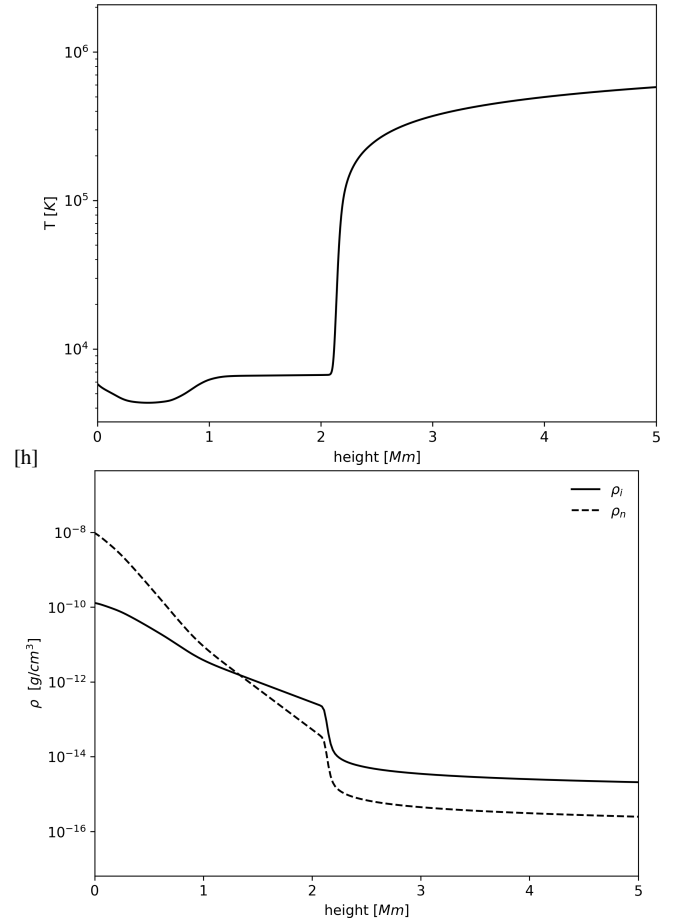


Figure 1. Variation with height, y , of the initial temperature, T_0 , (top) and ion (solid line) and neutral (dashed line) mass densities (bottom).

3 NUMERICAL RESULTS

In this section, we present the dynamics of the model solar atmosphere in two regimes of the magnetic carpet, namely $B_a = 0.2$ G and $B_a = 0.075$ G.

3.1 The case of $B_a = 0.2$ G

We display results here for $B_a = 0.2$ G. See Eq. (1). The waves are excited by the self-generated and self-evolving solar granulation which reshuffles magnetic field lines particularly strongly at the bottom of the photosphere and below it. The granulation mechanism takes place at the bottom of the photosphere, where convective instabilities lead to the formation of the turbulent flows there. These flows are associated with the perturbation of the initial state (Fig. 2, top) and thus the ejection of ions and neutrals to the higher layers of the atmosphere. The jets shown on the spatial profile of $\log(T_i)$ (Fig. 2, bottom) are generated by the solar granulation which leads to reconnection of magnetic field lines and thermal energy release in the photosphere and the chromosphere. This release in the chromosphere results in the largest jet which arrives to a height of about $y = 10$ Mm and it is located at $x = -6$ Mm.

In a progress of time the magnetic carpet evolves into complex magnetic arcades in the upper atmospheric layers. The jets obtained in the numerical experiments for $B_a = 0.2$ G reach higher altitudes than in the initially straight magnetic field system which was considered by [Murawski et al. \(2022\)](#). At the foot-points of this carpet, that

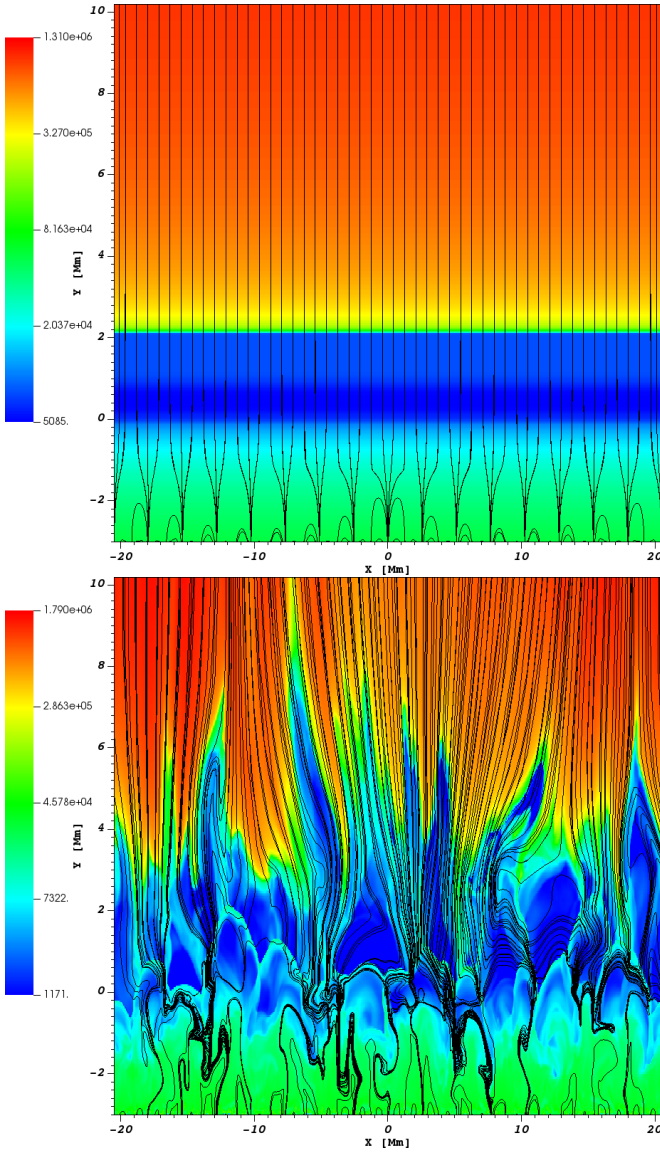


Figure 2. Spatial profiles of $\log(T_i)$ at $t = 0$ s (top) and $t = 5000$ s (bottom), overlaid by magnetic field lines which correspond to a magnetic carpet with $B_a = 0.2$ G.

is below $y = 0$ Mm, magnetic field lines form the small magnetic flux-tubes of $B \approx 1332$ G and with strong downflows (Murawski et al. 2022).

In the presentation of the numerical results, we use below averaged plasma quantities:

$$\langle f \rangle_x = \frac{1}{x_2 - x_1} \int_{x_1}^{x_2} f dx, \quad (2)$$

$$\langle f \rangle_{xt} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} \langle f \rangle_x dt. \quad (3)$$

Here, $t_1 = 1000$ s, $t_2 = 5000$ s, $x_2 = -x_1 = 20.48$ Mm, and f is a plasma quantity such as a horizontally averaged vertical component of ion velocity, V_{iy} , and relative ion temperature perturbations,

$$\Delta T_i = \frac{T_i - T_0}{T_0}. \quad (4)$$

Plasma motions are in the form of upflows and downflows which

are accompanied by two-fluid ion magnetoacoustic-gravity, neutral acoustic-gravity, and Alfvén waves. Maximum value of the averaged ion velocity, $\langle V_{iy} \rangle_x$, reaches about 44 km s^{-1} (Fig. 3, top-left). Note that $\langle V_{iy} \rangle_{xt}$ attains its minimum of about -6.5 km s^{-1} at $x = 1$ Mm. Higher up $\langle V_{iy} \rangle_{xt}$ grows with y and at $y \approx 10$ Mm it reaches its positive values, resulting in a net plasma outflows in the corona. See Fig. 3 (bottom-left).

The solar granulation results in ejection of ions and neutrals from the chromosphere, which while arriving to the transition region result in its oscillations. See Fig. 3 (top-right), illustrating time-distance plots for $\langle T_i \rangle_x$. Note that the transition region bounces up and down with oscillations which progressively calm down in time.

As a consequence of ion-neutral collisions, the excited waves are dissipated. This effect is most effective at the places, where the difference between the velocities of ions and neutrals is being the largest (Martínez-Sykora et al. 2020). See Fig. 4 which illustrates the vertical component of the ion-neutral velocity drift, $\langle V_{iy} - V_{ny} \rangle_x$. This drift attains its largest values in the transition region and low corona, which is in a good agreement with Murawski et al. (2022). It results from the weak coupling of ions and neutrals in the higher layer of the solar atmosphere and strong coupling in the lower regions. Thus they propagate with essentially the same speed in the photosphere and the chromosphere. Note that in the low corona during the initial phase $\langle V_{iy} - V_{ny} \rangle_x > 0$. Hence at $t < 1500$ s, as a result of the Lorentz force acting on them, ions attain higher velocities than neutrals which are not directly affected by this force.

The horizontally and time-averaged relative ion temperature, $\langle \Delta T_i \rangle_{xt}$, illustrates lower values compared to the semi-empirical data of Avrett & Loeser (2008) in the upper part of the convection zone and lower corona. Note that the horizontally and temporally averaged velocity reaches negative values, $\langle V_{iy} \rangle_{xt} < 0$, below the altitude $y = 6$ Mm. However, above this level, $\langle V_{iy} \rangle_{xt}$ attains positive values, which reveals the net plasma outflows. A comparison with Murawski et al. (2022) findings shows that the maximum $\langle V_{iy} \rangle_x$ values in both models are similar. But our results show a higher contribution of plasma outflows compared to plasma downflows with the opposite trend reported by Murawski et al. (2022). This is a significant new aspect as evident in the system of magnetic carpet with $B_a = 0.2$ G. Besides, the simplified model of radiative losses, used in our model, may lead to the flows at the transition region and to its smoothing as it is evident in the averaged temperature profile in Fig. 2 (bottom-right panel).

In stratified medium such as the solar atmosphere, cutoff periods is an important quantity that determines the wave period ranges below which waves are able to propagate upwards (e.g. Routh et al. 2020). Figure 5 illustrates wave periods obtained from the Fourier spectra for $\langle V_{iy} \rangle_x$ (Fig. 3, top-left). We observe that at the heights within the range $0 \text{ Mm} < y < 1.5$ Mm, the main wave period is about $P = 250$ s. For $y > 1.5$ Mm, the dominant wave period corresponds to $P \approx 340$ s. It is well known that waves with a period $P \approx 300$ s are evanescent in the photosphere (e.g. Wójcik et al. 2018) and therefore waves of these wave periods are unable to extend to higher altitudes. A comparison with Murawski et al. (2022) reveals that in both cases, we observe multiple wave power concentrations for various periods and heights. However, our results show weaker agreement with the observational data.

3.2 The case of $B_a = 0.075$ G

We present results here for $B_a = 0.075$ G. Figure 6 displays spatial profiles of $\log(T_i)$ (color maps) and magnetic field lines at $t = 5000$ s

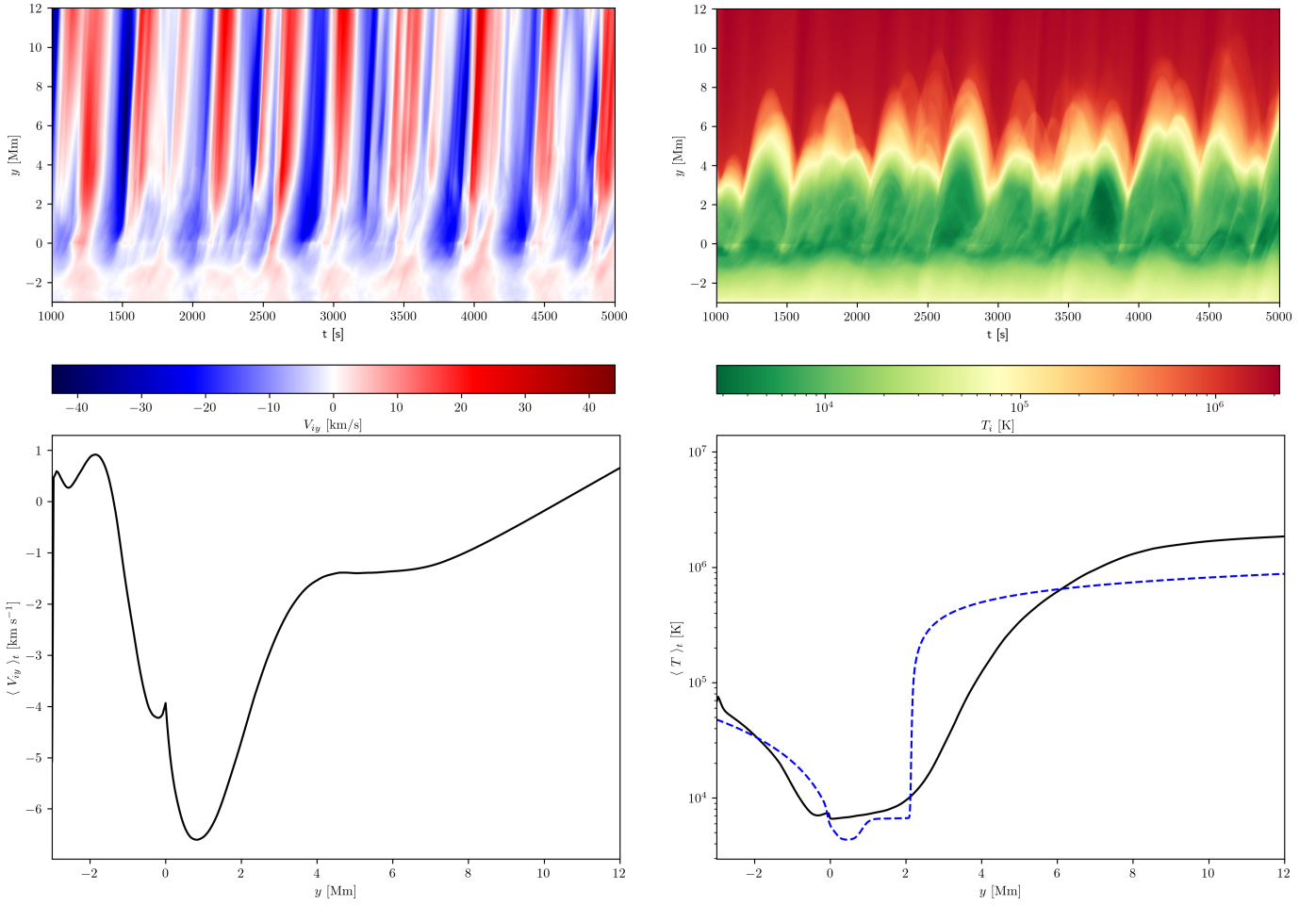


Figure 3. Time-distance (top) and averaged over time (bottom) plots for horizontally averaged $\langle V_{iy} \rangle_x$ (left) and $\langle T_i \rangle_x$ (right) (solid lines) for $B_a = 0.2$ G, $B_v = -5$ G and $B_t = 1$ G. Dashed line corresponds to Avrett & Loeser (2008) temperature profile (bottom right).

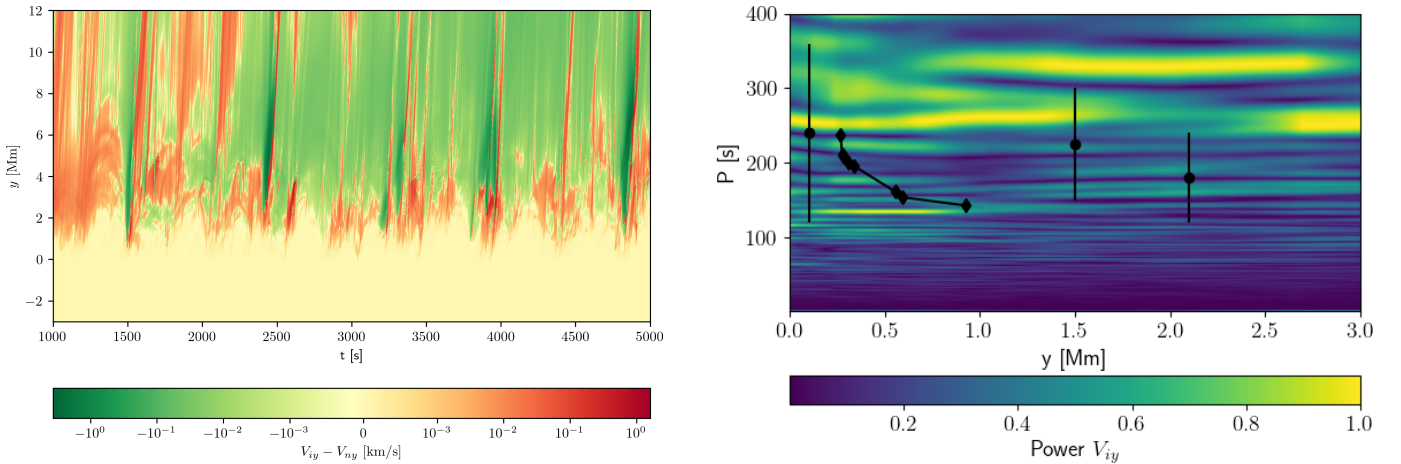


Figure 4. Time-distance plot for the horizontally averaged vertical component of ion-neutral velocity drift, $\langle V_{iy} - V_{ny} \rangle_x$, in the case of $B_a = 0.2$ G.

Figure 5. Fourier power spectrum of wave period P for $\langle V_{iy} \rangle_x$ vs. height for $B_a = 0.2$ Gs. The diamonds and dots correspond to the observational data obtained by respectively Wiśniewska et al. (2016) and Kayshap et al. (2018).

for $B_a = 0.075$ G. There is a clear difference in the size of the jets: those from the magnetic carpet with $B_a = 0.075$ G reach an altitude of $y = 5$ Mm, while jets from $B_a = 0.075$ G reach $y = 10$ Mm. Additionally, we observe that the higher B_a value affects higher maximum temperature of ions.

Figure 7 illustrates time-distance plots for vertical component of ion velocity, $\langle V_{iy} \rangle_x$, (top-left) and ion temperature, $\langle T_i \rangle_x$, (top-right), averaged over the horizontal direction. From the magnetic carpet studies, we infer that increasing B_a from $B_a = 0.075$ G to

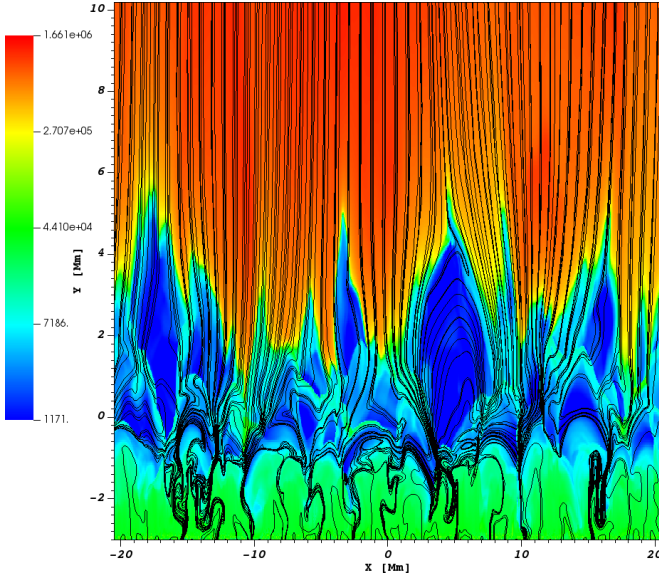


Figure 6. Spatial profiles of $\log(T_i)$ at $t = 5000$ s, overlaid by magnetic field lines which correspond to a magnetic carpet for $B_a = 0.075$ G.

$B_a = 0.2$ G affects significantly $\max(\langle V_{iy} \rangle_x)$ which increases from about 19 km s^{-1} for the arcade magnetic field of $B_a = 0.075$ G to about 43 km s^{-1} for $B_a = 0.2$ G. Such increment of the ion vertical flows is anticipated as a stronger magnetic field corresponds to a much larger Lorentz force. Additionally, we observe change in the height that the oscillations of the transition region reach which is higher for $B_a = 0.2$ G. For the two B_a values studied in this article, we observe plasma outflows in the corona, while the photosphere and the chromosphere are dominated by the downflows. However, $\langle V_{iy} \rangle_{xt} > 0$ are present in the corona for higher altitudes for the magnetic carpet with $B_a = 0.2$ G, viz. $y \approx 10$ Mm, than for the magnetic carpet with $B_a = 0.075$ G, $y \approx 5.5$ Mm (Fig. 7, bottom-left).

Figure 8 presents wave period, P , vs. height, obtained from the Fourier power spectra for $\langle V_{iy} \rangle_x$ for $B_a = 0.075$ G. In this case, we can distinguish two dominant periods, namely $P \approx 320$ s (observed in for $B_a = 0.2$ G for $y > 0.7$ Mm) and $P \approx 270$ s, illustrated by the two yellow strips. The former period is surprisingly present essentially at every height; such long period waves are anticipated to be evanescent as periods higher than the cutoff period correspond to non-propagating waves (Kuzma et al. 2024). As a result, we infer that the plasma background is altered in time, increasing the cutoff period and allowing so large period waves to propagate from the photosphere through the chromosphere into the corona. The latter period is seen at $y \approx 0.5$ Mm and higher up, which evidences that such period waves propagate freely into the corona. Besides these two major wave periods, shorter periods waves with P being within the range of about $100 - 200$ s are also generated by the granulation and they are seen throughout the whole atmosphere. For $B_a = 0.2$ G $P \approx 250$ s does not show up for $1.5 \text{ Mm} < y < 2.5 \text{ Mm}$. Comparison with the observational data of Wiśniewska et al. (2016) (diamonds) and Kayshap et al. (2018) (dots) reveals some level of agreement at certain altitudes.

4 SUMMARY AND CONCLUSIONS

We performed 2.5 D numerical experiments of the solar atmosphere that is modelled by two-fluid equations with non-adiabatic, non-

ideal effects and ionization/recombination effects taken into account. We aimed to investigate chromosphere heating and generation of plasma outflows as well as Fourier power spectrum of the excited waves.

Our results can be summarized as follows. The developed numerical model showed that the self-generated and self-evolving solar granulation, along with the considered magnetic field configuration in the form of a magnetic carpet, facilitates the generation of all two-fluid waves, heating and flows. The study considered magnetic carpets with $B_a = 0.2$ G and $B_a = 0.075$ G. Given the observations (e.g. via the Hanle effect) which indicate a field strength of about 70 G in the mid-photosphere, these values are initially (at $t = 0$ s) small. However, the self-generated and self-evolved granulation alters the magnetic field which is organized in flux-tubes with maximum magnitudes of magnetic field of about $B = 1332$ G and $B = 650$ G for $B_a = 0.2$ G and $B_a = 0.075$ G, respectively. From the obtained numerical results, we infer that energy carried to the upper atmospheric layers thermalize and, as a result of the ion-neutral collisions, leading to localized heating of the chromosphere. Note that for both B_a , $\langle T_i \rangle_{xt}$ reaches higher values than the semi-empirical temperature model of Avrett & Loeser (2008) in the entire photosphere and chromosphere and the only distinguishable difference occurs in the corona. Nevertheless, the numerical findings of Murawski et al. (2022) show better agreement with semi-empirical temperature data of Avrett & Loeser (2008) than in our case (Fig 3, right-bottom). We speculate that it may be caused by the use of the different values of the extra heating implied in the corona, mainly, in our case the extra heating balanced 99 % of the thin cooling and 100 % in Murawski et al. (2022).

The resulting plasma heating is accompanied by plasma outflows. Hence, all the two cases, we consider here, can be the source of the nascent solar wind due to certain degree of plasma outflows generated in the corona. At higher altitudes, the magnetic carpet in the quiet-Sun effectively transport the plasma contributing to the origin of the nascent solar wind and mass cycle in the solar atmosphere. This result converges with the finding of Tu et al. (2005) and Tian et al. (2010) who suggest that the solar wind originates from coronal funnels above $y = 5$ Mm.

Studies of the magnetic carpets, specified by initially smaller and larger values of magnetic fields, B_a , show clear differences in the size of the generated jets and plasma oscillations. Additionally, we observe increase of the plasma velocity for higher B_a , which is anticipated as larger vertical ion flow may result from higher Lorentz force.

The results obtained for the wave periods exhibit dominant periods and reveal some level of agreement with the observational data of Wiśniewska et al. (2016) and Kayshap et al. (2018) at some altitudes.

While the developed model mimics some aspects of the excited wave spectrum, the chromosphere heating and generation of plasma outflows, they do not show the whole scenario, and a more sophisticated treatment is required. Taking into account additional mechanisms to describe the solar atmosphere more accurately is a major challenge. Thus, such investigations are devoted to the future research.

ACKNOWLEDGEMENTS

KM's work was done within the framework of the project from the Polish Science Center (NCN) Grant No. 2020/37/B/ST9/00184. We gratefully acknowledge Poland's high-performance computing in-

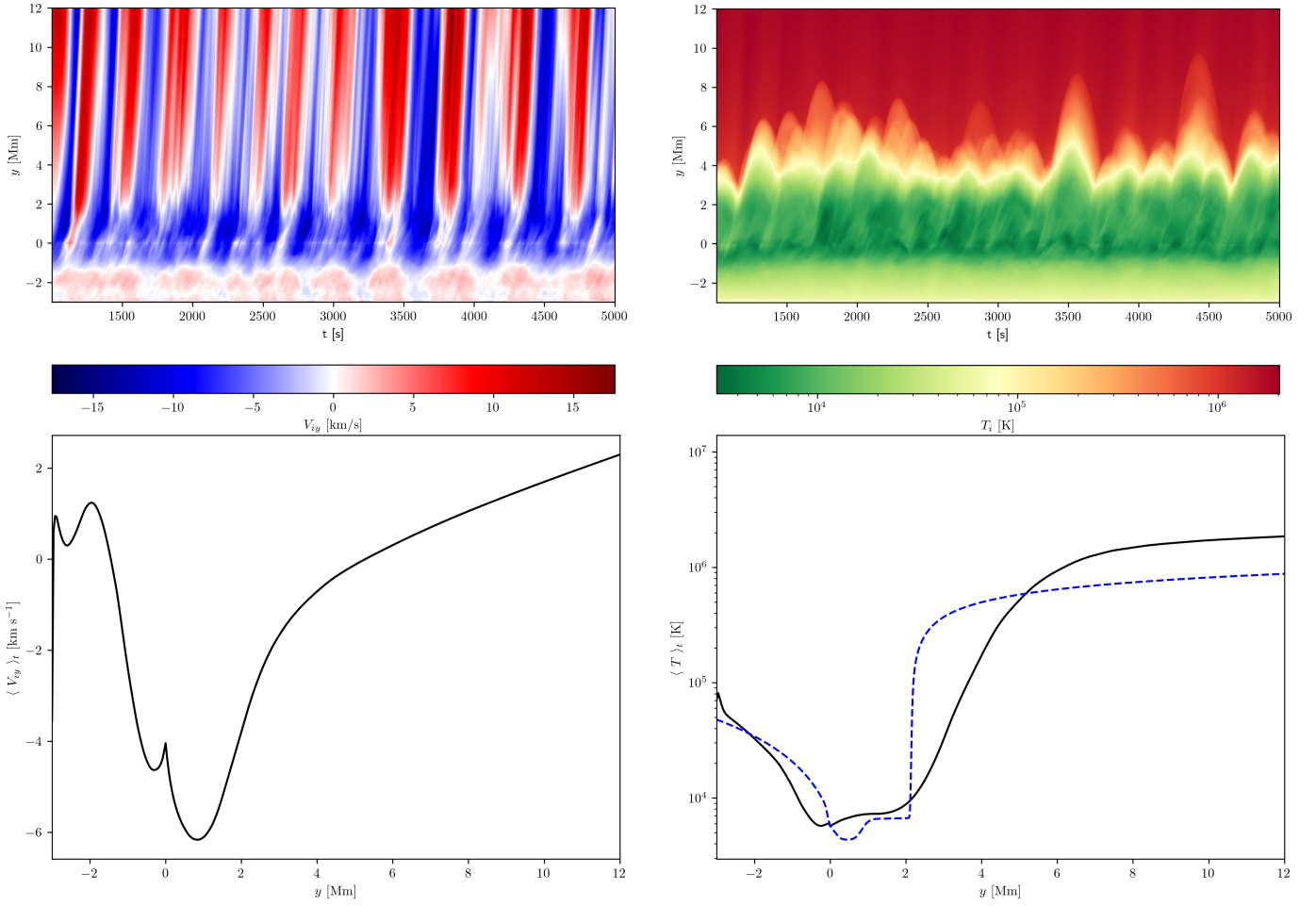


Figure 7. Time-distance (top) and averaged over time (bottom) plots for horizontally averaged $\langle V_{iy} \rangle_x$ (left) and $\langle T_i \rangle_x$ (right) for $B_a = 0.075$ G.

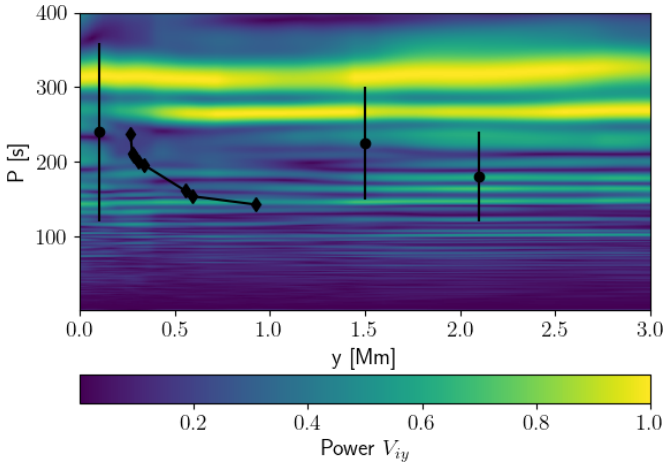


Figure 8. Fourier power spectrum of wave period P for $\langle V_{iy} \rangle_x$ vs. height for $B_a = 0.075$ G. The diamonds and dots correspond to the observational data obtained by Wiśniewska et al. (2016) and Kayshap et al. (2018).

frastructure PLGrid (HPC Centers: ACK Cyfronet AGH) for providing computer facilities and support within computational grant no. PLG/2022/015868. A part of numerical simulations was run on the LUNAR cluster at the Institute of Mathematics at M. Curie-Skłodowska University in Lublin, Poland. AKS acknowledges RAC-

ISRO grant for the support of his scientific research. We visualize the simulation data using the VisIt software package (Childs et al. 2012) and Python scripts.

DATA AVAILABILITY

The data underlying this article are available in the article and in its online supplementary material.

REFERENCES

- Avrett E. H., Loeser R., 2008, *ApJS*, **175**, 229
- Ballester J. L., et al., 2018, *Space Sci. Rev.*, **214**, 58
- Childs H., et al., 2012, VisIt: An End-User Tool For Visualizing and Analyzing Very Large Data. Chapman and Hall/CRC
- Erdélyi R., James S. P., 2004, *A&A*, **427**, 1055
- Fleck B., Carlsson M., Khomenko E., Rempel M., Steiner O., Vigeesh G., 2021, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, **379**, 20200170
- Forteza P., Oliver R., Ballester J. L., Khodachenko M. L., 2007, *A&A*, **461**, 731
- Hansteen V. H., De Pontieu B., Rouppe van der Voort L., van Noort M., Carlsson M., 2006, *ApJ*, **647**, L73
- Heggland L., Hansteen V. H., De Pontieu B., Carlsson M., 2011, *ApJ*, **743**, 142

- Kayshap P., Murawski K., Srivastava A. K., Musielak Z. E., Dwivedi B. N., 2018, *MNRAS*, **479**, 5512
- Khomenko E., Collados M., Díaz A., Vitas N., 2014, *Physics of Plasmas*, **21**, 092901
- Kuźma B., Kadowaki L. H. S., Murawski K., Musielak Z. E., Poedts S., Yuan D., Feng X., 2024, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A*, **382**, 20230218
- Li K. J., Xu J. C., eng W. F., Xie J. L., Shi X. J., Deng L. H., 2024, *arXiv e-prints*, p. arXiv:2401.02617
- Martínez-Sykora J., De Pontieu B., Hansteen V. H., Rouppe van der Voort L., Carlsson M., Pereira T. M. D., 2017, *Science*, **356**, 1269
- Martínez-Sykora J., Szydlarski M., Hansteen V. H., De Pontieu B., 2020, *ApJ*, **900**, 101
- Murawski K., Musielak Z. E., Poedts S., Srivastava A. K., Kadowaki L., 2022, *Ap&SS*, **367**, 111
- Niedziela R., Murawski K., Kadowaki L., Zaqarashvili T., Poedts S., 2022, *A&A*, **668**, A32
- Parnell C. E., 2002, *MNRAS*, **335**, 389
- Pelekhata M., Murawski K., Poedts S., 2023, *A&A*, **669**, A47
- Proctor M. R. E., 2004, *Astronomy and Geophysics*, **45**, 4.14
- Routh S., Musielak Z. E., Sundar M. N., Joshi S. S., Charan S., 2020, *Ap&SS*, **365**, 139
- Srivastava A. K., et al., 2021, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **126**, e029097
- Tian H., Tu C., Marsch E., He J., Kamio S., 2010, *ApJ*, **709**, L88
- Tu C.-Y., Zhou C., Marsch E., Xia L.-D., Zhao L., Wang J.-X., Wilhelm K., 2005, *Science*, **308**, 519
- Vigeesh G., Jackiewicz J., Steiner O., 2017, *ApJ*, **835**, 148
- Wiśniewska A., Musielak Z. E., Staiger J., Roth M., 2016, *ApJ*, **819**, L23
- Wójcik D., Murawski K., Musielak Z. E., 2018, *MNRAS*, **481**, 262
- Wójcik D., Kuźma B., Murawski K., Musielak Z. E., 2020, *A&A*, **635**, A28
- Zaqarashvili T. V., Khodachenko M. L., Rucker H. O., 2011, *A&A*, **529**, A82
- del Pino Alemán T., Trujillo Bueno J., Štěpán J., Shchukina N., 2018, *ApJ*, **863**, 164