

CHRISTIAN-ALBRECHTS-UNIVERSITÄT ZU KIEL

ABTEILUNG EXTRATERRESTRISCHE PHYSIK

BACHELORARBEIT

**Radiale Entwicklung des Sonnenwindes
gemessen mit Solar Orbiter SWA-PAS**

Leonard Storcks

Erstgutachter: Prof. Dr. Robert F. WIMMER-SCHWEINGRUBER

Zweitgutachterin: Dr. Verena HEIDRICH-MEISNER

24. August 2022

Zusammenfassung

Diese explorative Arbeit beschäftigt sich mit Untersuchungen von Messdaten des Proton and Alpha particle Sensor (PAS) der Solar Wind Analyzer (SWA) Suite auf Solar Orbiter. Es werden die zu PAS vorliegenden Datenprodukte, der Einfluss von Kalibrierungsrollen auf diese und die radiale Evolution der Protonendichte und -temperatur untersucht. Dafür werden auf den Messdaten aufbauende Größen eingeführt und diskutiert. In der Untersuchung bestätigt sich die Entwicklung der Protonendichte invers-quadratisch zum heliozentrischen Abstand und die Erwartung der Temperaturabnahme mit einem geringeren Gradienten als für eine sphärisch-symmetrische adiabatische Expansion erwartet. Aus der Untersuchung der in den Messdaten sichtbaren Kalibrierungsrollen folgt die Notwendigkeit, Zeitfenster mit Kalibrierungsrollen bei der Be trachtung der radialen Evolution zu exkludieren.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Einführung zum Sonnenwind	4
2.1 Temperaturprofil der Sonne und Sonnenkorona	4
2.2 Thermal angetriebener Sonnenwind	6
2.3 Das Magnetfeld der Sonne	7
2.3.1 Aktivitätszyklus der Sonne	8
2.3.2 Einige Strukturen im Magnetfeld der Sonne	8
2.4 Ausbreitung des Sonnenwindes und Interplanetares Magnetfeld (IMF)	9
2.4.1 Beweis zum Erhalt des magnetischen Flusses durch eine sich mit dem Sonnenwind bewegende Fläche	10
2.4.2 Form des IMF	11
2.5 Differenzierung und Klassifizierung von Sonnenwind	13
2.5.1 Sonnenwindvariabilität basierend auf der Heizung in der Korona	13
2.5.2 Koronale Löcher als Ursprung eines schnellen Sonnenwindes	13
2.5.3 Phänomenologische Differenzierungsmöglichkeiten des Sonnenwindes	14
2.5.4 Beispiel einer Beobachtung verschiedener Sonnenwindtypen über Solar Orbiter	15
2.5.5 Klassifizierung des Sonnenwindes in zwei Typen: Übersicht zu schnellem und langsamem Sonnenwind	17
2.5.6 Grenzen und Alternativen zum eingeführten Zwei-Typen-System	19
2.5.7 Auswahl von schnellem Sonnenwind	19
2.6 Radiale Evolution des Sonnenwindes	20
2.7 Geschwindigkeitsverteilung der Ionen des Sonnenwindes: Populationen und ihre radiale Evolution	21
2.7.1 Nicht-thermische Eigenschaften in den Geschwindigkeitsverteilungen der Ionen	22
2.7.2 Populationen von schweren Ionen wie α -Teilchen	23
3 Messung des Sonnenwindes über den Proton and Alpha particle Sensor (PAS)	24
3.1 Einführung des Referenzsystems der Raumsonde	24
3.2 Grundlegendes Messprinzip: Elektrostatischer Analysator	25
3.3 Messprinzip von SWA-PAS	26
3.4 Datenprodukte von SWA-PAS	27
3.5 Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung	30

3.6 Einführung einer Größe σ_{\perp} zur Charakterisierung der Wellenaktivität im Sonnenwind	31
4 Untersuchung von Kalibrierungsrollen	35
4.1 Untersuchung der RPW-Kalibrierungsrollen	35
4.2 Anwendung der Wavelet-Transformation auf die Kalibrierungsrollen für RPW	39
5 Radiale Evolution der Protonendichte und -temperatur des Sonnenwindes	41
5.1 Theoretische Erwartungen und Vergleichsergebnisse	41
5.1.1 Radiale Entwicklung der Protonendichte	41
5.1.2 Radiale Entwicklung der Protonentemperatur	42
5.2 Einführung in die Untersuchung radialer Evolutionen über Messungen von Solar Orbiter	43
5.2.1 Vorverarbeitung der Daten	44
5.2.2 Verwendete Fit-Methode	47
5.2.3 Notwendigkeit der Differenzierung des Sonnenwindes zur Untersuchung der radialen Evolution	47
5.2.4 Betrachtete Untersuchungsansätze	51
5.3 Ansatz der Differenzierung über die Protonengeschwindigkeit	51
5.4 Ansatz über σ_{\perp}	58
5.5 Ansatz über die Auswahl von Plateaus	60
5.6 Zusammenfassung der Ergebnisse	65
6 Konklusion und Ausblick	67
7 Anhang	72
Literaturverzeichnis	89
Eidesstattliche Erklärung	90

1 Einleitung

Es wird die Auffassung begründet, daß diese Beschleunigungen durch die Korpuskularstrahlung der Sonne hervorgerufen werden.

Biermann, 1951

It was Dr. Biermann of Germany. He says that the Sun must radiate something all the time. I replied in the negative. Maybe it does sometimes, but not always.

J. Simpson nach Obridko und Vaisberg, 2017

Als Ludwig Biermann 1951 ausgehend von der Beschleunigung der Schweifelemente in langgestreckten Kometenstreifen eine ständig von der Sonne ausgehende Korpuskularstrahlung postulierte (Biermann, 1951), widersprach unter anderem J. Simpson: Bei einer ständigen Korpuskularstrahlung - dem Sonnenwind - würde die Sonne ihre Masse bereits verloren haben und die solare Atmosphäre sei nach Chapman auch statisch (Chapman und Zirin, 1957) (nach Obridko und Vaisberg, 2017). Der Sonnenwind als kontinuierliche Erscheinung und das von Eugene Parker entwickelte Modell einer stetig expandierenden solaren Korona (Parker, 1958; Parker, 1964) bestätigten sich allerdings insbesondere bereits mit den Ergebnissen der Mariner 2 Mission (Neugebauer und Snyder, 1966; Obridko und Vaisberg, 2017). Beobachtet wurde auch, dass der Sonnenwind sehr variabel ist. Es zeigten sich in 27-Tage-Intervallen wiederkehrende schnelle heiße Sonnenwindströme mit Protonengeschwindigkeiten bis zu $830 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ und dazwischen langsame Sonnenwindströme mit auf bis zu $307 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ heruntergehenden Protonengeschwindigkeiten (Neugebauer und Snyder, 1966). Diese Beobachtungen motivieren die Untersuchungen zu Typen von Sonnenwinden (Xu und J. E. Borovsky, 2015; Stakhiv u. a., 2015; Sanchez-Diaz u. a., 2016; Louarn u. a., 2021; Zurbuchen u. a., 2012). In Neugebauer und Snyder, 1966 wurde auch die dieser Arbeit titelgebende radiale Evolution des Sonnenwindes betrachtet. Trotz der variierenden Natur der schnellen Sonnenwindströme von einer Sonnenrotation zur anderen könnte die erwartete mit dem heliozentrischen Abstand invers-quadratische Entwicklung der Protonendichte ausgemacht werden (Neugebauer und Snyder, 1966). Eine invers-quadratische Entwicklung der Protonendichte mit dem heliozentrischen Abstand wird für ein sich kontinuierlich radialsymmetrisch expandierendes Plasma erwartet, da durch Kugelschalen verschiedener Radien um die Sonne insgesamt der gleiche Massenfluss

bei quadratisch mit dem Radius zunehmender Fläche der Kugelschalen gehen muss. Hellinger u. a., 2011 stellten unter Verwendung von Messdaten der Helios Raumsonden einen leicht langsameren Abfall der Protonendichte fest, welchen Perrone u. a., 2018 bei Verwendung einer anderen Untersuchungsmethode nicht bestätigen konnten. Ein leicht langsamer Abfall könnte auf ein radiales Abbremsen des Sonnenwindes hindeuten (Hellinger u. a., 2011). In Bezug auf die Ausbreitung des Sonnenwindes ist unter anderem die radiale Entwicklung der Protonendichte auch 60 Jahre nach der Veröffentlichung der Ergebnisse von Neugebauer und Snyder, 1966 noch wissenschaftlich relevant und motiviert die Untersuchung von Messdaten von Solar Orbiter (Müller, D. u. a., 2020) in Bezug auf die radiale Evolution. Ebenso wie die Protonendichte ist auch die Protonentemperatur betrachtenswert. Die Erwartung einer sphärisch-symmetrischen adiabatischen Expansion mit $T(R) \propto R^{-\frac{4}{3}}$ (Protonentemperatur T , heliozentrischer Abstand R) zeigte sich bereits bei Neugebauer und Snyder, 1966 nicht. Die Temperatur sinkt mit dem heliozentrischen Abstand, aber langsamer als für eine adiabatische Expansion erwartet (Hellinger u. a., 2011; Perrone u. a., 2018). Als Gründe diskutierte Faktoren sind unter anderem ionische Wärmeleitung, Energiedeposition durch Wellen und Energieaustausch zwischen Spezies (beispielsweise zwischen den Protonen des Sonnenwindes und auch im Sonnenwind enthaltenen Helium-4-Atomkernen, α -Teilchen genannt). Über den Vergleich zu theoretischen Modellen in Bezug auf die Auswirkung der eben genannten Faktoren kann eine Untersuchung des Temperaturgradienten bei der Identifikation von dominanten Hitzetransport- und Hitzeübertragungsprozessen helfen. In Bezug auf die Protonentemperatur und -dichte ist auch zu problematisieren, dass diese aus Momentbildungen in Bezug auf die Geschwindigkeitsverteilung folgen, die Geschwindigkeitsverteilungen im Sonnenwind aber nicht-thermische Eigenschaften (Zweitpopulationen in der Geschwindigkeitsverteilung, fehlende Isotropie) aufweisen (E. Marsch, 2006; Ďurovcová u. a., 2019; E. Marsch, Mühlhäuser u. a., 1982; Griffel und Davis, 1969; Livi und E. Marsch, 1987; Osmane u. a., 2010). Gehen wir davon aus, dass sich zwei Populationen beispielsweise durch Stöße angleichen können, kann dies auch einen Effekt auf über die Hauptpopulation berechnete Momente haben (E. Marsch, Mühlhäuser u. a., 1982). Insofern ist die Interpretation von Sonnenwinddaten, wie den aufgenommenen Geschwindigkeitsverteilungen, komplex. Manöver der messenden Raumsonde können die Messdaten ebenfalls beeinflussen (siehe zum Beispiel Broadfoot und Kumar, 1978). In diesem Sinne befasst sich diese Arbeit mit dem Einfluss von Kalibrierungsrollen als Beispiel eines instrumentellen Effekts auf die verwendeten Datenprodukte.

Das seit den Beobachtungen von Biermann, 1951 entstandene Gebiet der Erforschung des Sonnenwindes umfasst Fragen nach verschiedenen Sonnenwindtypen (Axford und McKenzie, 1996; Xu und J. E. Borovsky, 2015) und Anwendungen von maschinellem Lernen zum Differenzieren dieser (Amaya u. a., 2020), Fragen nach den Ursachen (S. R. Cranmer, 2005) und Ursprungsregionen (Abbo u. a., 2016; Antiochos u. a., 2011; Brooks u. a., 2020) ver-

schiedener Typen, nach elementaren Zusammensetzungen (Geiss u. a., 1995; Feldman u. a., 2005), Geschwindigkeitsverteilungen (Eckart Marsch, 2012), Variationen mit der Sonnenaktivität (Zerbo und J. D. Richardson, 2015) und vielem mehr. Das Auftreten verschiedener Sonnenwindtypen überlagert sich mit der radialen Evolution des Sonnenwindes und ist insofern wichtig für diese Arbeit. Um die radiale Evolution einzelner Sonnenwindtypen zu betrachten, müssen wir in der Lage sein, diese zu selektieren (J. E. Borovsky, 2016; Bloch u. a., 2020; Camporeale u. a., 2017). Die angesprochenen elementaren Zusammensetzungen und Ladungszustände (S. Owocki und J. Scudder, 1983; Bloch u. a., 2020) können der Selektion dienlich sein und auf verschiedene Ursprungsregionen hindeuten. Genauso überlagert mit der radialen Evolution können durch eine Variation der Sonnenaktivität vorliegende Änderungen der Sonnenwindparameter sein.

Die Untersuchung des Sonnenwindes ist wichtig für die Plasmaforschung (zum Beispiel in Bezug auf Plasmainstabilitäten) (Schwartz, 1980), die Erforschung der Sonne (z. B. in McKeeegan u. a., 2011) und die Untersuchung des Weltraumwetters, welches sich auch auf die Erde auswirkt (Knipp u. a., 2018). Viele wichtige Fragen der Sonnenwindphysik sind weiterhin offen (Viall und J. E. Borovsky, 2020) und bedürfen ambitionierten Raummissionen mit Raumsonden wie Solar Orbiter (Müller, D. u. a., 2020). Solar Orbiter ist Teil des unter der Frage »Wie funktioniert das Sonnensystem?« stehenden Cosmic Vision 2015 - 2025 Programmes der Europäischen Weltraumorganisation (ESA). Eine Frage, zu welcher diese explorative Arbeit über die allgemeine und auf die radiale Evolution bezogene Untersuchung von Messdaten von Protonen aufgenommen über den Proton and Alpha particle Sensor (PAS) der Solar Wind Analyzer (SWA) Suite auf Solar Orbiter (Owen, C. J. u. a., 2020) eventuell einen kleinen Beitrag leisten kann.

2 Einführung zum Sonnenwind

In diesem Kapitel soll zunächst grundlegend motiviert werden, warum ein von der Sonne ausgehender Teilchenstrom - der Sonnenwind - existiert. Hierbei führt das Temperaturprofil der Sonnenkorona zum thermisch getriebenen Sonnenwind. Nach einer Betrachtung der elementaren Zusammensetzung und Ausbreitung des Sonnenwindes wie auch des Interplanetaren Magnetfeldes (IMF) geht es um die Differenzierung und Klassifizierung des Sonnenwindes. Hierzu werden phänomenologische Unterschiede herangezogen und mögliche Ursachen diskutiert. Folgend auf die Behandlung von Aspekten der radialen Evolution werden abschließend Populationen in der Geschwindigkeitsverteilung des Sonnenwindes betrachtet.

2.1 Temperaturprofil der Sonne und Sonnenkorona

Beginnend bei einer Temperatur in der Größenordnung von 1×10^7 K (Severino, 2017, p.218) im Kern nimmt die Temperatur der Sonne zunächst radial ab und erreicht ihr Minimum bei ≈ 4700 K in der Photosphäre (Strong u. a., 2012), der tiefsten mit sichtbarem Licht beobachtbaren Schicht der Sonne. Auf die Chromosphäre folgt nach einer Übergangsregion die äußerste, sich über mehrere Sonnenradien erstreckende Schicht der Sonnenatmosphäre, die Sonnenkorona (im Folgenden als Korona bezeichnet). Die Korona ist ein dünnes, heißes Plasma mit Temperaturen in der Größenordnung von 1×10^6 K. Die zu dieser hohen Temperatur führende Heizung der Korona ist im Detail noch nicht verstanden, wird aber meist auf einen kontinuierlichen Energietransport durch das Sonnenmagnetfeld aus dem Innern der Sonne (magnetohydrodynamische (MHD) Wellen) (Alfvén und Lindblad, 1947) oder aber Nanoflares zurückgeführt (Parker, 1988) (für einen Überblick über koronale Heizprozesse siehe Sakurai, 2017). In Abbildung 1 ist der beschriebene Temperaturverlauf genauer zu sehen.

Als kollisionsarmes (freie Weglänge bezüglich Coulombstößen von ca. 1×10^3 km bei 1,3 Sonnenradien (E. Marsch, 2006)), stark magnetisiertes Plasma hat die Sonnenkorona eine sehr hohe Wärmeleitfähigkeit entlang der magnetischen Feldlinien und dementsprechend einen geringen radialen Temperaturgradienten, wie für Höhen ab ca. 3×10^5 km über der Photosphäre in der rechten doppelt-logarithmischen Darstellung in Abbildung 1 zu sehen ist. Für den äußeren Bereich der Korona, in welchem die Temperatur mit zunehmendem heliozentrischen Abstand abnimmt, nehmen wir im Folgenden das vereinfachende Modell

$$T(R) \propto R^{-b}$$

wobei R der Abstand zum Mittelpunkt der Sonne und $b < 1$ ein Parameter ($b \approx 0.3$) ist, an. Im Folgenden können wir basierend auf dem geringen Temperaturgradienten der Korona

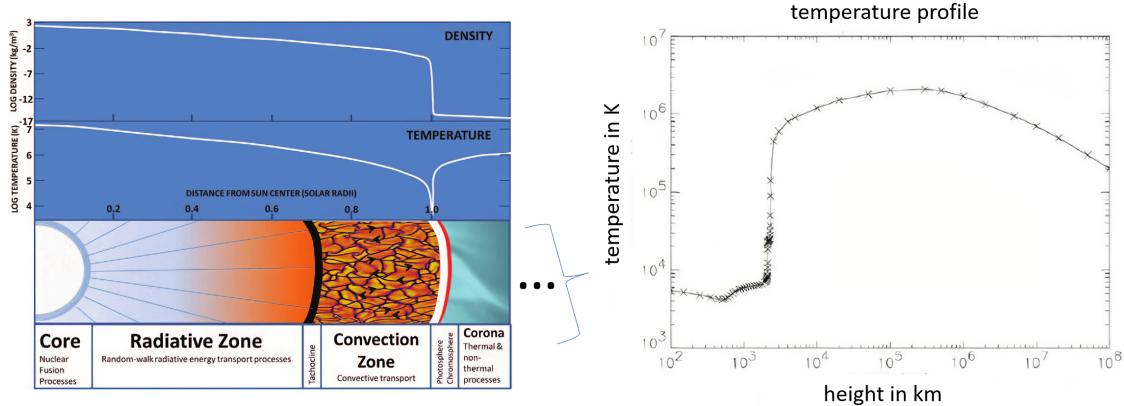


Abbildung 1: Auf der linken Seite sind der Dichte- und Temperaturverlauf innerhalb der Sonne, der Photosphäre, der Chromosphäre und zu Beginn der Korona über einer schematischen Darstellung des Sonnenaufbaus aufgetragen (Strong u. a., 2012, dort Abbildung 2). Genauer und bis zu weiteren Höhen über der Photosphäre in die Sonnenkorona hinein ist der Temperaturverlauf auf der rechten Seite dargestellt (De la Luz u. a., 2008, dort Abbildung 1).

den thermisch getriebenen Abfluss von Materie von der Sonne motivieren.

2.2 Thermal angetriebener Sonnenwind

Nach Parker muss die Korona durch eine stetige Expansion in den interstellaren Raum stabilisiert werden, da sie nicht in einem hydrostatischen Gleichgewicht zum umgebenden interstellaren Medium stehen kann (Parker, 1958).

Unter Verwendung der Energiegleichung einer sich in der Korona bewegenden Masse m (aus thermischer, kinetischer und gravitativer Energie)

$$E = 3k_B T \frac{m}{m_p} + \frac{1}{2}mv^2 - \frac{GM_{\odot}m}{R}$$

mit dem Boltzmann-Faktor k_B , der Temperatur T , der Protonenmasse m_p (Elektronenmasse werde vernachlässigt), der Sonnenmasse M_{\odot} und der Geschwindigkeit v der Masse m kann die Expansion motiviert werden.

Für an die Sonne gebundene Zustände in der tieferen Korona gilt $E < 0$. Da die zur Temperatur proportionale thermische Energie mit R^{-b} , $b < 1$ abnimmt, die Gravitationsenergie aber mit $1/R$, wird ab einer hinreichend großen Entfernung E positiv, sodass der Sonnenwind beschleunigt abströmt (vergleiche die Erklärung in Manoharan, 2008).

Ein genaueres Resultat zum Abströmen von stellarem Wind im Allgemeinen erhielt Parker über die Lösung der sphärisch-symmetrisch hydrodynamischen Bewegungsgleichung für die stationäre Expansion der Korona

$$nm_H v \frac{dv}{dR} + \frac{d}{dR}(2nkT) + nm_H \frac{GM_{\odot}}{R^2} = 0$$

mit $n := n_p = n_e$ (Elektronenteilchendichte n_e und Protonenteilchendichte n_p entsprechen sich im quasineutralen Plasma, andere Ionensorten werden vernachlässigt) für ein allgemeines Temperaturprofil $T(R)$.

Sobald das Temperaturprofil einer Korona eines Sternes mit hinreichend starker Gravitation ab einem Abstand zum Stern langsamer als mit $1/R$ abnimmt, expandiert die Korona als supersonischer stellarer Wind (Parker, 1964). Subsonisches Abströmen ist in diesem Modell (Parker-Modell) nicht möglich.

Die Schallgeschwindigkeit v_s entspricht hier der Schallgeschwindigkeit der Ionen-akustischen Welle unter der Annahme von gleichen Elektronen und Protonentemperaturen ($T_e = T_p =: T$) (unter Vernachlässigung weiterer Ionen) und einer approximativ isothermen Korona mit Isentropenindizes $\gamma_p \approx \gamma_i \approx 1$.

$$v_s = \sqrt{\frac{\gamma_e k T_e + \gamma_p k T_p}{m_p}} \approx \sqrt{\frac{2kT}{m_p}}$$

Dies ist auch die wahrscheinlichste thermische Geschwindigkeit einer Boltzmann-Verteilung der Ionen.

Bei dieser Geschwindigkeit v_s und dem kritischen Radius

$$r_c = \frac{GM_\odot}{2v_s^2}$$

geht die den Sonnenwind beschreibende Energiegleichung (im Parker-Modell) gerade zu ungebundenen Zuständen über ($E = 0$). Für eine Schallgeschwindigkeit $v_s \approx 100 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ unter Annahme einer Temperatur in der Korona von $T = 1 \times 10^6 \text{ K}$ liegt der kritische Radius bei $r_c \approx 10R_\odot$.

Zuletzt sei erwähnt, dass dieses Modell stark vereinfachend ist. Bereits die Annahme von gleichen Elektronen- und Protonentemperaturen in der Korona ist kritisch zu sehen (No-ci, 2003). Verbesserte Betrachtungen resultieren auch aus dem Lösen der zeitabhängigen Impulsgleichung wie bei Suess, 1982.

Insofern gibt der mit $r_c \approx 10R_\odot$ angegebene kritische Radius auch nur eine Abschätzung der Größenordnung an. Parker Solar Probe passierte die Alfvén-kritische Fläche (welche auch nicht einfach als Kugelschale anzunehmen ist) erstmals im April 2021 in Distanzen zwischen $16R_\odot$ und $19,8R_\odot$ (siehe Tabelle 1 in Kasper u. a., 2021).

2.3 Das Magnetfeld der Sonne

Das Magnetfeld der Sonne basiert auf einem auf der differentiellen Rotation in der Konvektionszone beruhenden Dynamomechanismus (Solanki u. a., 2006). Wie differentielle Rotation zu einem Magnetfeld führen kann, wurde anschaulich von Bullard durch seinen homopolaren Dynamo gezeigt (Bullard, 1955). Rikitake konnte dieses Modell so erweitern, dass es Umpolungen, wie sie beim Sonnenmagnetfeld zu beobachten sind, qualitativ reproduziert (Rikitake, 1958). Wie allerdings im Übersichtspaper zur Solar Orbiter Mission (Müller, D. u. a., 2020) detailliert, ist die genaue Funktionweise des solaren Dynamo eine der offenen Fragen der Sonnenphysik.

2.3.1 Aktivitätszyklus der Sonne

Die (magnetische) Aktivität der Sonne ist zyklisch (wenn auch nicht streng periodisch) mit einer mittleren Periode von 11 Jahren¹. Zwei aufeinanderfolgende solche Zyklen zeigen eine unterschiedliche Polarität bipolarer magnetischer Regionen, sodass hier ein ca. 22-Jahres-Zyklus besteht. In Zeiten geringer Sonnenaktivität, wie sie für die betrachteten Messdaten vorliegt, ist das Magnetfeld der Sonne bezüglich einer Multipolentwicklung durch die entlang der Rotationsachse ausgerichtete Dipolkomponente dominiert (Stenflo, 1994, Kapitel 1.4). Die Sonnenaktivität wirkt sich insbesondere auf die Anzahl der Sonnenflecken wie auch die spektrale Flussdichte solarer Radiostrahlung der Wellenlänge 10,7 cm (F10.7-Index) und die Magnetfeldstärke aus (Tapping, 2013).

2.3.2 Einige Strukturen im Magnetfeld der Sonne

Um später die Entstehung und Ausbreitung des Sonnenwindes diskutieren zu können, werden Strukturen im Magnetfeld der Sonne eingeführt.

Loops: Starke vom solaren Dynamo erzeugte toroidale Magnetfelder steigen aufgrund des magnetischen Auftriebs (das Druckgleichgewicht zur Umgebung erfordert wegen des höheren magnetischen Drucks einen geringeren Teilchendruck) durch die Konvektionszone, bilden bipolare magnetische Regionen und letztendlich Schlaufen (Loops) in der Corona. Die Stellen, an welchen der Loop die Sonnenoberfläche durchbricht, sind als Sonnenflecken oder Faculae sichtbar (Solanki u. a., 2006).

Koronale Löcher: Koronale Löcher sind dunkle, wenig aktive Regionen auf der Sonne, aus denen sich offene magnetische Feldlinien in die Heliosphäre ausbreiten. Das solare Plasma der koronalen Löcher ist von geringer Dichte also auch kollisionsarm. Zu Zeiten geringer Sonnenaktivität sind die Pole der Sonne von großen, stabilen koronalen Löchern bedeckt, was gut in der auf magnetohydrodynamischen Berechnungen fußenden Darstellung des Magnetfeldes der Sonne in Abbildung 2 zu sehen ist. Bei hoher Sonnenaktivität können koronale Löcher auf allen Breitengraden der Sonne existieren, sind allerdings weniger stabil (Steven R. Cranmer, 2009).

Magnetische Flussröhren (magnetic flux tubes): Magnetische Flussröhren sind scharf abgegrenzte Bereiche, in welchen die Magnetfeldlinien nahezu parallel verlaufen. Entlang der Flussröhre bleibt der magnetische Fluss durch die Querschnittsflächen der Flussröhre erhalten. Durch die Bindung des Massenfluxes eines Plasmas hoher Leitfähigkeit an den magnetischen Fluss und umgekehrt (vergleiche Abschnitt 2.4.1) ist die Variation der Plas-

¹Genauer fanden Hathaway und Wilson, 2004 normalverteilte Periodenlängen von 131 ± 14 Monaten. Von diesem Aktivitätszyklus abweichende Zeiträume wie das Maunder-Minimum sind in Balogh u. a., 2008 erwähnt.

maeigenschaften entlang der Flussröhre ebenso gering. Ein wichtiger Typ der Flussröhre ist das »Flusself« (flux rope) bei welchem das Magnetfeld eine azimutale Komponente besitzt, die Flussröhre also in Längsrichtung verdreht ist (Lorrain und Salingaros, 1993). Detaillierte Informationen zu magnetischen Flussröhren finden sich in Ryutova, 2018.

Koronale Massenauswürfe: Koronale Massenauswürfe sind Sonneneruptionen, bei welchen Plasma und das hieran gebundene Magnetfeld aus der Korona in die Heliosphäre ausgestoßen werden. Für die Eruption und ihre Manifestation in der inneren und äußeren Korona wird der Term CME (coronal mass ejection) und für die Beobachtung im interplanetaren Raum der Term ICME (interplanetary coronal mass ejection) verwendet². Eine Unterkategorie dieser sind mit großkaligen (interplanetaren) magnetischen Flusseilen sogenannten magnetischen Wolken (magnetic clouds) verbunden, welche sich bei Messungen unter anderem über eine erhöhte Magnetfelstärke, gleichmäßige Rotation des Magnetfeldvektors aus Sicht der passierenden Sonde und geringe Protonentemperaturen zeigen (I. G. Richardson und Cane, 2010).

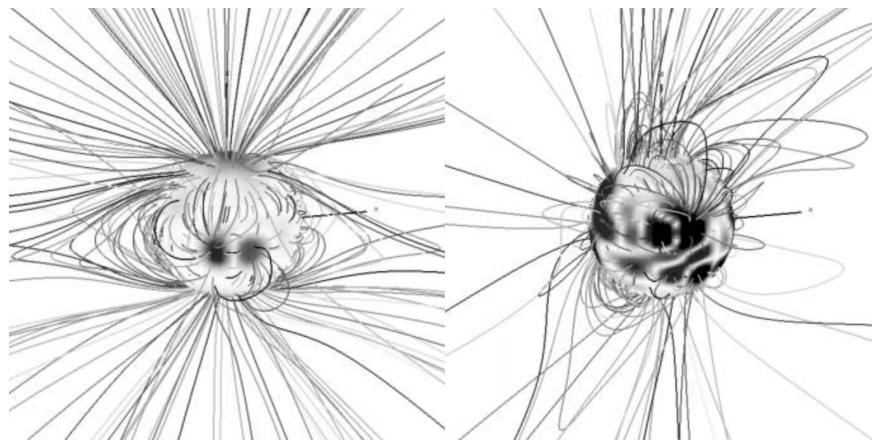


Abbildung 2: Basierend auf magnetohydrodynamischen Berechnungen ist links eine Darstellung des Magnetfeldes der Sonne im solaren Minimum und rechts eine bei starker Sonnenaktivität zu sehen. Der Grauton der Oberfläche gibt ein Maß für die Stärke der radialen Komponente des Magnetfeldes der Sonne. (Pete Riley u. a., 2008, aus der dortigen Abbildung 1 entnommen).

2.4 Ausbreitung des Sonnenwindes und Interplanetares Magnetfeld (IMF)

Basierend auf einem einfachen Modell lässt sich die Existenz von Sonnenwind, einem von der Sonne radial abströmenden Plasma, motivieren. Dieses setzt sich bezüglich der ionischen Komponente hauptsächlich aus Protonen und zu einem deutlich geringeren Anteil aus α -

²Die Verwendung ist nicht ganz einheitlich, wir richten uns hier nach Thompson u. a., 2021, Seite 180

Teilchen zusammen³. Ionen schwerer Elemente machen insgesamt ca. ein Tausendstel aus (Wurz, 2005).

In den radial nach außen strömenden Sonnenwind ist das Magnetfeld der Sonne »eingefroren«, es wird in den interplanetaren Raum als Interplanetares Magnetfeld (IMF) hinausgetragen. Der vom Sonnenwind eingenommene, also auch vom IMF beeinflusste Raum, welcher 2012 bei 121,6 AU⁴ erstmals von Voyager 1 verlassen wurde (Croswell, 2021), wird Heliosphäre genannt⁵. »Eingefroren« bedeutet in Bezug auf das Magnetfeld, dass der magnetische Fluss durch eine sich mit dem Sonnenwind bewegende Fläche als erhalten angenommen werden kann, wie im Folgenden gezeigt wird.

2.4.1 Beweis zum Erhalt des magnetischen Flusses durch eine sich mit dem Sonnenwind bewegende Fläche

Betrachten wir hierzu den magnetischen Fluss $\Phi_B(t)$ durch eine sich mit Sonnenwindgeschwindigkeit v bewegende Fläche A zur Zeit t

$$\Phi_B(t) = \int_{A(t)} \vec{B} \cdot d\vec{A}$$

Zu einer Zeit $t + dt$ mit infinitesimaler Zeitverschiebung dt hat sich die Fläche A um vdt verschoben. Da in ein Volumen der gleiche Fluss hinaus- und hineinfließt (Magnetfeld ist divergenzfrei), können wir $\Phi_B(t + dt)$ schreiben als

$$\Phi_B(t + dt) = \int_{A(t)} \vec{B}(t + dt) \cdot d\vec{A} + \oint_{\partial A(t)} \vec{B} \cdot (\vec{v} \cdot dt) \times d\vec{l}$$

Die Situation ist in Abbildung 3 illustriert.

Dementsprechend ist die Änderung des Flusses durch die Fläche A

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \lim_{dt \rightarrow 0} \frac{\Phi_B(t + dt) - \Phi_B(t)}{dt} = \int_A \partial_t \vec{B} \cdot d\vec{A} + \oint_{\partial A} \vec{B} \cdot \vec{v} \times d\vec{l}$$

Mit der Vektoridentität $\vec{A} \cdot (\vec{B} \times \vec{C}) = -\vec{B} \cdot (\vec{A} \times \vec{C})$ und dem Satz von Stokes folgt daraus

³Die Zusammensetzung variiert mit dem betrachteten Sonnenwindstrom (vergleiche Tabelle 1) und dem solaren Aktivitätszyklus (Ogilvie und Hirshberg, 1974) (siehe auch Wang, 2008).

⁴Eine astronomische Einheit (AU) ist der mittlere Abstand zwischen Erde und Sonne, ca. 1.496×10^8 km.

⁵Für eine Diskussion zur Ausdehnung der Heliosphäre sei (trotz der Veröffentlichung vor dem Verlassen der Heliosphäre durch Voyager-1) auf Balogh u. a., 2008, Abschnitt 1.3.1 verwiesen.

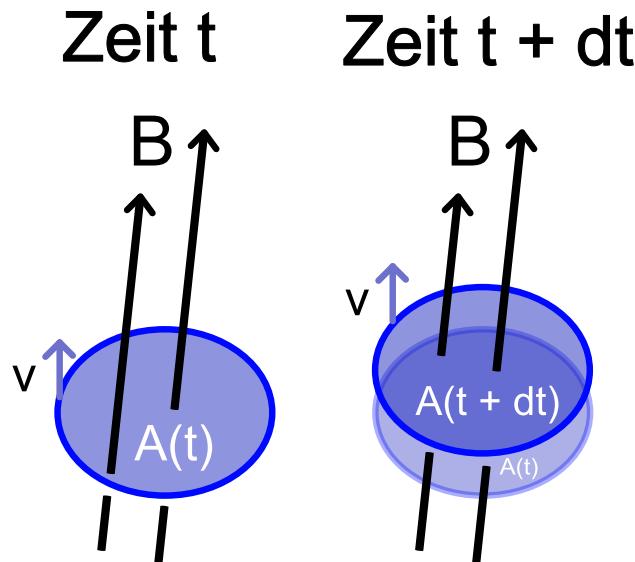


Abbildung 3: Illustration zum magnetischen Fluss einer sich mit dem Sonnenwind der Geschwindigkeit \vec{v} mitbewegenden Fläche A .

$$\frac{d\Phi_B}{dt} = \int_A \left(\partial_t \vec{B} - \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) \right) \cdot d\vec{A}$$

Da für ein ideal leitendes Plasma die Resistivität $\eta = 0$ ist⁶, folgt aus dem Ohmschen Gesetz

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = \eta \vec{J} = 0$$

unter Bilden der Rotation auf beiden Seiten und Verwenden der Maxwell-Gleichung $\vec{\nabla} \times \vec{E} = \partial_t \vec{B}$

$$\partial_t \vec{B} = \vec{\nabla} \times (\vec{v} \times \vec{B}) \implies \frac{d\Phi_B}{dt} = 0$$

also dass der Fluss durch A erhalten ist und der Sonnenwind das Magnetfeld der Sonne in den interstellaren Raum hinausträgt. Für Details zum eingefrorenen magnetischen Fluss sei auf Longair, 2011, Abschnitt 11.2 verwiesen.

2.4.2 Form des IMF

Der Sonnenwind strömt radial von der Sonne ab, allerdings dreht sich die Sonne, sodass das IMF bezogen auf die solare Äquatorialfläche eine archimedische Spirale, im Kontext des Sonnenwindes nach Eugene N. Parker Parker-Spirale genannt, bildet (siehe Abbildung 4) (Parker, 1958).

⁶Dies ist für den Sonnenwind mit $\sigma = \frac{1}{\eta} \gtrsim 2 \times 10^4 \frac{1}{m\Omega}$ näherungsweise erfüllt (Scarf, 1970).

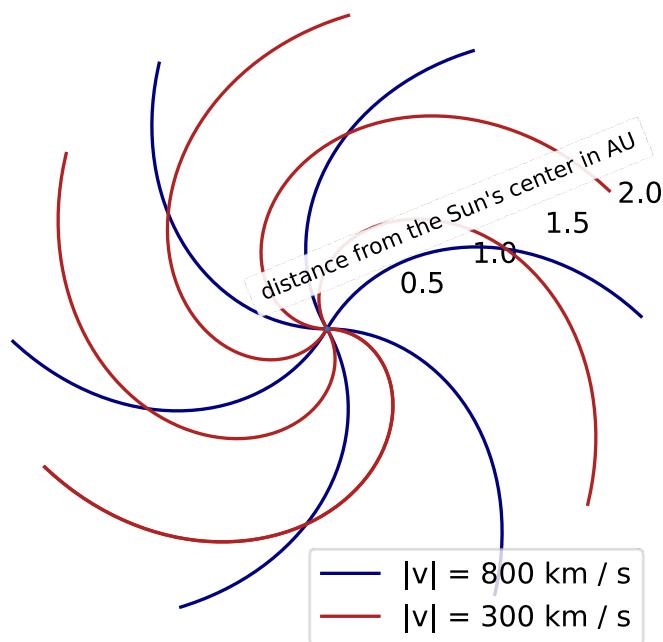


Abbildung 4: Projektion der vom Sonnenwind mitgetragenen magnetischen Feldlinien auf die solare Äquitorialfläche (Parker-Spiralen), analog zu Abbildung 6 in Parker, 1958 allerdings mit verschiedenen eingezeichneten Sonnenwindgeschwindigkeiten. Die Berechnung basiert auf einer Winkelgeschwindigkeit der Sonnenrotation von $\Omega_{\odot} = 2.7 \times 10^{-6} \frac{\text{rad}}{\text{s}}$.

Sonnenwindströme können sich in vielen Parametern wie beispielsweise der Geschwindigkeit unterscheiden (Details folgen in Abschnitt 2.5). Schnelle Sonnenwinde können langsame radial einholen, sofern diese nacheinander in die gleiche Raumrichtung abgestrahlt werden⁷. Bereiche, in welchen die Sonnenwinde aufeinander treffen, werden Interaktionsregionen genannt. Die mitgetragenen Felder können sich nicht einfach überschneiden und so kommt es zur Kompression der magnetischen Feldlinien aneinander, womit eine Erhöhung der Teilchendichte wie auch Temperatur in den Interaktionsregionen einhergeht. Bei zeitlich stabilen (also mindestens zweimal beobachteten) von der Sonne ausgehenden Sonnenwindströmen bilden die Kompressionsregionen mit der Sonne korotierende Spiralen in der solaren Äquatorialebene, sodass sie Corotating Interaction Regions (CIR) genannt werden (J. Gosling und Pizzo, 1999).

⁷Dies ist trotz verschiedener Quellregion durch die Rotation der Sonne möglich.

2.5 Differenzierung und Klassifizierung von Sonnenwind

Am idealisierten Modell einer sphärisch-symmetrischen, gleichmäßig geheizten, gut leitenden solaren Korona kann das supersonische Abströmen von Sonnenwind ab einem kritischen Radius gezeigt werden. Ausgehend vom Abschnitt zum Magnetfeld der Sonne und dessen Darstellung in Abbildung 2 lässt sich jedoch erahnen, dass die Sonne als hochkomplexes System auch einen komplexen, nicht uniformen Sonnenwind hervorbringt.

2.5.1 Sonnenwindvariabilität basierend auf der Heizung in der Korona

Die Eigenschaften des Sonnenwindes sind eng mit den koronalen Heizprozessen verbunden. Entscheidend für den Sonnenwind ist unter anderem, wo die hauptsächlichen Heizprozesse in Relation zum kritischen Punkt stattfinden. Diesbezüglich gilt nach Leer und Holzer, 1980: Finden die Heizprozesse dominant in der subsonischen Korona (also radial vor Erreichen des kritischen Punktes statt), so führen sie zwar zu einer Zunahme des Massenflusses, aber nicht der Erhöhung der Geschwindigkeit pro Teilchen. Findet die Heizung hingegen dominant in der supersonischen Korona statt, so bleibt der Massenfluss unbeeinflusst und die Heizenergie geht in die kinetische Energie der Teilchen. Entsprechend dieser Aussagen erwarten wir beispielsweise eine geringere Dichte für einen schnellen in der supersonischen Korona geheizten Sonnenwind als für einen langsamen in der subsonischen Korona geheizten Sonnenwind. Eine approximative analytische Lösung des gekoppelten Problems aus koronaler Heizung und Sonnenwindbeschleunigung unter der Annahme, dass turbulente Wellenheizung der dominante Heizmechanismus ist⁸, ist in Chandran, 2021 gegeben. Allerdings ist das Problem der koronalen Heizung und Sonnenwindbeschleunigung nicht abschließend gelöst (vergleiche in Yang u. a., 2011 diskutierte Ansätze).

2.5.2 Koronale Löcher als Ursprung eines schnellen Sonnenwindes

Basierend auf einem Modell von Vasquez u. a., 2003 folgt, dass der kritische Radius sich beginnend im Zentrum koronaler Löcher von $\lesssim 2R_\odot$ auf $3R_\odot$ bis $6R_\odot$ an deren Rändern erhöht. Für den Sonnenwind aus dem Zentrum koronaler Löcher folgt daher, dass die Heizung dominant in die kinetische Energie der Teilchen fließt - ein schnellerer Sonnenwind entsteht (S. R. Cranmer, 2005). Hinzu kommt, dass bei koronalen Löchern ein signifikanter Energiefluss durch Alfvén-Wellen über dem kritischen Punkt deponiert wird (S. R. Cranmer, 2005).

Über die aus den koronalen Löchern hervorgehenden offenen Magnetfeldstrukturen gelangt dieser schnelle Sonnenwind in die Heliosphäre, wie in Abbildung 5 dargestellt. Der Ursprung

⁸Nach Perez u. a., 2021 wird es zunehmend evident, dass der Sonnenwind dominant durch Alfvén-Wellen angetrieben ist.

langsam Sonnenwindes ist eine nicht vollends geklärte Frage (Abbo u. a., 2016). Als mögliche signifikante Beiträge werden Ränder koronaler Löchern, Pseudostreamer (P. Riley und Luhmann, 2012), Seperatrizen (Antiochos u. a., 2011), aktive Regionen (Brooks u. a., 2020) und magnetische Rekonnektion (Steven R. Cranmer u. a., 2017) diskutiert.

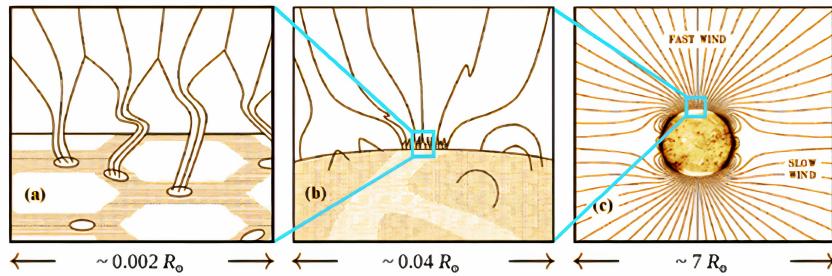


Abbildung 5: Über offene Magnetfeldstrukturen der koronalen Löchern gelangt der schnelle Sonnenwind in die Heliosphäre (Patoul, 2011). In der Abbildung illustriert sind offene Feldstrukturen auf verschiedenen Skalen, mit dem Sonnenradius R_{\odot} als Bezugsgröße.

2.5.3 Phänomenologische Differenzierungsmöglichkeiten des Sonnenwindes

In diesem Unterkapitel werden idealerweise komplementär eingesetzte Möglichkeiten genannt, Sonnenwind basierend auf in-situ Beobachtungen von Raumsonden wie Helios, Solar Orbiter oder Parker Solar Probe zu differenzieren.

Eigenschaften der Ionenspezies: Basierend auf Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur von Ionenspezies (wie zum Beispiel der Protonen) wird versucht, den Sonnenwind zu kategorisieren und Schlüsse über den Ursprung zu ziehen. Aus der Beobachtung eines Sonnenwindes hoher Geschwindigkeit und geringer Dichte würde unter Bezug auf den vorherigen Abschnitt auf koronalen schnellen Sonnenwind geschlossen werden. Wegen ihrer geringeren Variabilität ist die später erwähnte Identifikation über die eingefrorenen Ladungszustände allerdings oft vorteilhaft.

Eigenschaften des mitgetragenen Magnetfeldes: Auch das mitgetragene Magnetfeld liefert in seiner Richtung, Stärke und Varianz nützliche Informationen. Für den koronalen Lochwind wurde bereits die Wichtigkeit von Alfvén-Wellen (magnetohydrodynamische Wellen) erwähnt (S. R. Cranmer, 2005), sodass eine höhere Varianz der Feldstärke zu erwarten wäre (J. E. Borovsky und M. H. Denton, 2010).

Elementare Zusammensetzung: In der Motivation zum Sonnenwind haben wir diesen als Plasma genähert, dessen ionische Komponente rein protonisch ist. Neben α -Teilchen sind allerdings noch schwerere Ionen wie Sauerstoff und Kohlenstoff im Sonnenwind relevant, wobei die elementare Zusammensetzung variabel ist. Insbesondere für langsame Sonnenwindströme

wurde beispielsweise eine Anreicherung von Elementen mit geringem ersten Ionisationspotential (First Ionization Potential, FIP) um das 3-4 fache im Vergleich zur Photosphäre festgestellt, während dies in schnellen Sonnenwindströmen kaum ausgeprägt zu beobachten ist (Geiss u. a., 1995; Feldman u. a., 2005).

Eingefrorene Ladungszustände: Mit dem Verlassen der Korona nehmen die Elektronendichte und -temperatur stark ab, sodass ionisierende Zusammenstöße von Elektronen und Ionen äußerst selten werden. Dementsprechend sind die Ladungszustände im Sonnenwind eingefroren (in Bezug auf den koronalen Zustand). Da die Balance zwischen Ionisation und Rekombination in der Korona empfindlich von der Elektronentemperatur abhängt, geben die eingefrorenen Ladungszustände über diese Auskunft (eingefrorene Temperatur⁹) (S. P. Owocki u. a., 1983). Wegen der hohen elementaren Häufigkeit von Sauerstoff im Sonnenwind wird zum Beispiel das Verhältnis O^{+7} zu O^{+6} zur Klassifizierung von Sonnenwind genutzt (Bloch u. a., 2020).¹⁰

Beispiel einer Kategorisierung basierend auf den Eigenschaften der Protonen und Magnetfelddaten: Zu Solar Orbiter sind momentan weder Messungen zu den α -Teilchen noch zu den schwereren Ionen vorhanden. Für eine solche Situation ist das auf der Dichte, Temperatur und Geschwindigkeit der Protonen im Sonnenwind und der Stärke des mitgetragenen Magnetfeldes basierende Schema von Xu und J. E. Borovsky, 2015 (bei Verallgemeinerung auf verschiedene heliozentrische Abstände) geeignet, welches den Sonnenwind in vier Kategorien einteilt (Sonnenwind aus koronalen Löchern, Sonnenwind aus dem Streamer-Belt (aufgeteilt in zwei Subkategorien) und Auswürfe (z. B. koronale Massenauswürfe)).

2.5.4 Beispiel einer Beobachtung verschiedener Sonnenwindtypen über Solar Orbiter

Betrachten wir nun eine Messreihe zu den Protonen des Sonnenwindes, gemessen von dem Proton-Alpha Sensor (PAS) auf Solar Orbiter, welcher später in Kapitel 3 eingeführt wird, in Kombination mit Magnetfelddaten des Magnetometers MAG, ebenfalls auf Solar Orbiter (Abbildung 6). Das Bezugssystem der Messung ist das Referenzsystems der Raumsonde (spacecraft reference frame, SRF) (eine Erläuterung folgt in Abschnitt 3.1).

Das Beispiel ist so gewählt, dass zwei durch eine Interaktionsregion getrennte Sonnenwindströme unterschiedlicher Geschwindigkeit (trotz einer Datenlücke im gewählten Zeitraum)

⁹Die Berechnung einer Einfriertemperatur ist zu problematisieren, da beispielsweise eine nicht-maxwellsche Elektronenverteilung die Ionisationsbalance beeinflusst (S. Owocki und J. Scudder, 1983).

¹⁰Ebenso können allerdings die relativen Anteile der Kohlenstoff-Ionen C^{+4} , C^{+5} und C^{+6} betrachtet werden, welche nach E. Landi u. a., 2011 eine bessere Angabe über die Plasmazustände der unteren Korona erlauben.

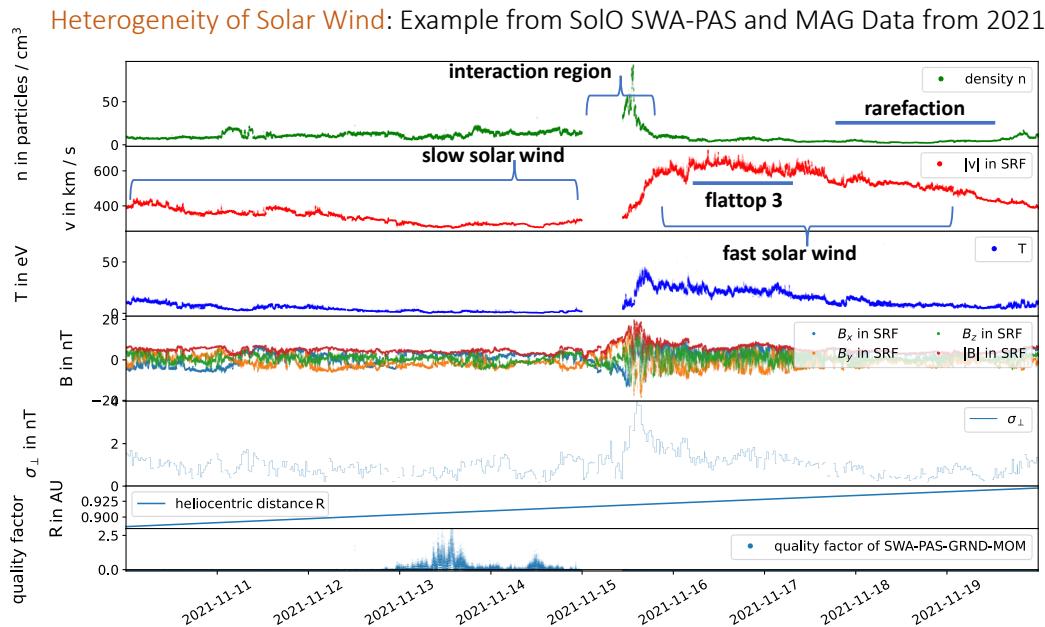


Abbildung 6: Teilchendichte, Geschwindigkeit und Temperatur der Protonen sowie Magnetfeldmessung und heliozentrische Distanz von Solar Orbiter im November 2021. Die auf Abschnitt 3.6 vorgreifend dargestellte Größe σ_{\perp} charakterisiert Variationen im B-Feld. Markiert sind ein langsamer Sonnenwind, eine Interaktionsregion (mit Datenlücke) und ein schnellerer Sonnenwind, welcher in eine Ausdünnungsregion (rarefaction region) übergeht. Zudem eingezzeichnet ist ein Plateau (flattop) (eine Erklärung folgt in Abschnitt 2.5.7), welches als drittes von mir insgesamt ausgewähltes Plateau mit einer 3 gekennzeichnet ist.

gut differenzierbar sind. Zu Beginn des in Abb. 6 gezeigten Zeitraums wird ein langsamer Sonnenwind mit im Vergleich zum folgenden schnellen Sonnenwind ca. doppelter Dichte, geringerer Fluktuation des Magnetfeldes und niedrigerer Protonengeschwindigkeit wie auch Protonentemperatur beobachtet. Dieser wird radial von schnellem Sonnenwind eingeholt und komprimiert. Zu Beginn der sich dabei ausbildenden Interaktionsregion, welche insgesamt im Zeitraum vom 15. bis zum 16. November 2021 liegt, beobachten wir komprimierten langsamen Sonnenwind bei einer erhöhten Temperatur, welche allerdings unter der des komprimierten schnellen Sonnenwindes liegt. Darauf folgt komprimierter schneller Sonnenwind, welcher eine höhere Temperatur als der gewöhnliche schnelle Sonnenwind aufweist. Nach dieser Kompressionsregion folgt zunächst ein Plateau schnellen Sonnenwindes (flattop, im Folgenden mit Plateau bezeichnet) und danach eine Verdünnungsregion (rarefaction region) in welcher der schnelle Sonnenwind dem langsamen entläuft (J. T. Gosling u. a., 1972; J. Borovsky und M. Denton, 2016).

2.5.5 Klassifizierung des Sonnenwindes in zwei Typen: Übersicht zu schnellem und langsamem Sonnenwind

Die im vorherigen Abschnitt dargelegten Beobachtungen motivieren eine grobe Einteilung des Sonnenwindes in zwei Typen - einen schnellen und einen langsamen Sonnenwind (Axford und McKenzie, 1996), wobei diese Einteilung im Abschnitt 2.5.6 problematisiert wird. Koronale Massenauswürfe werden teilweise als dritter Typ bezeichnet (Xu und J. E. Borovsky, 2015). Eine noch einschränkend diskutierte mögliche Klassifizierung in schnellen und langsamen Sonnenwind ist in Tabelle 1 gegeben. Im Vergleich zum langsamen Sonnenwind weist der schnelle Sonnenwind eine geringere Protonendichte, höhere Protonentemperatur, eine höhere Alfvénizität (Signifikanz von Alfvén-Wellen) und weniger Kollisionen auf. Allerdings sind sowohl die Einteilung in zwei Typen als auch die Bezeichnungen »schnell« und »langsam« zu problematisieren. Hinzu kommt, dass in der Tabelle Richtwerte für einen heliozentrischen Abstand von 1 AU angegeben sind. Wegen der radialen Evolution des Sonnenwindes (Perrone u. a., 2018) ist eine direkte Anwendung auf Messergebnisse von Raumsonden mit variierendem Abstand zur Sonne, wie Solar Orbiter, nicht möglich. Dennoch helfen die (vergleichenden) Angaben der Tabelle als Orientierung.

Größe	Langsamer Sonnenwind	Schneller Sonnenwind
Radiale Geschwindigkeit	(250 bis 450) $\frac{\text{km}}{\text{s}}$ (300 bis 500) $\frac{\text{km}}{\text{s}}$ (S. R. Cranmer, 2005)	(450 bis 800) $\frac{\text{km}}{\text{s}}$ (600 bis 800) $\frac{\text{km}}{\text{s}}$ (S. R. Cranmer, 2005)
Protonendichte	höher 1 AU: (5 bis 20) cm^{-3}	niedriger 1 AU: (2 bis 4) cm^{-3}
Protonentemperatur	niedriger 1 AU: (2, 6 bis 8, 6) eV	höher 1 AU: (8, 6 bis 25, 9) eV
Elektronentemperatur	1 AU: (8, 6 bis 12, 9) eV	1 AU: $\sim 8, 6$ eV
koronale Einfriertemperatur	(121 bis 147) eV	(86 bis 112) eV
relative Häufigkeit von Helium an der Zahlendichte der ionischen Komponente	(0, 5 bis 4)% (sehr variabel)	(3 bis 5)%

relative Häufigkeit von Elementen	Anreicherung von Elementen mit geringem ersten Ionisationspotential (First Ionization Potential, FIP) um das 3-4 fache im Vergleich zur Photosphäre (Geiss u. a., 1995; Feldman u. a., 2005)	(im Mittel) ungefähr photosphärische Zusammensetzung
Alfvénizität (Signifikanz von Alfvén-Wellen, Varianz des Magnetfeldes)	meist geringer, auch alfvénischer langsamer Sonnenwind existiert (Louarn u. a., 2021)	hoch (S. R. Cranmer, 2005)
Variabilität in Bezug auf Temperatur, Zusammensetzung, Magnetfeldstärke, ...	hoch (Axford und McKenzie, 1996)	geringer (Axford und McKenzie, 1996) (siehe allerdings in Bezug auf Variabilität der Zusammensetzung McIntosh u. a., 2011)
Signifikanz von Kollisionen	von Kollisionen dominiert, coulombsches Kollisionsalter bei 1 AU: 0,1 bis 10	kollisionsarm, coulombsches Kollisionsalter bei 1 AU: 0,001 bis 0,1
koronaler Ursprung	nicht vollends geklärte Frage (Abbo u. a., 2016), mögliche signifikante Beiträge: Ränder koronaler Löchern, Pseudostreamer (P. Riley und Luhmann, 2012), Seperatrizen (Antiochos u. a., 2011), aktive Regionen (Brooks u. a., 2020), magnetische Rekonnektion	innere Regionen koronaler Löcher

Tabelle 1: Klassifizierung des Sonnenwindes in einen schnellen und einen langsamen Sonnenwind. Falls nicht anders angegeben basieren die Angaben auf Steven R. Cranmer u. a., 2017. Für 1 AU angegebene Werte sind als Näherung zu verstehen.

2.5.6 Grenzen und Alternativen zum eingeführten Zwei-Typen-System

Eine strikte Einteilung des Sonnenwindes in die beiden eingeführten Kategorien ist problematisch. Beispielsweise untersuchten Stakhiv u. a., 2015 Windströme im Geschwindigkeitsbereich von (500 bis 675) $\frac{\text{km}}{\text{s}}$ (»boundary wind«) als Beobachtungen eines weiteren Sonnenwindtyps, welcher Eigenschaften der beiden soeben eingeführten Kategorien trägt. Hinzu kommen Beobachtungen von sehr langsamem Windströmen mit teilweise unter 220 $\frac{\text{km}}{\text{s}}$ (Sanchez-Diaz u. a., 2016) und von alfvénischen langsamem Sonnenwinden (Louarn u. a., 2021). Diese alfvénischen langsamem Sonnenwinde weisen bis auf die Geschwindigkeit ansonsten für schnelle Sonnenwinde typische Eigenschaften auf. Insofern ist eine Einteilung in zwei Kategorien mit den Benennungen »schnell« und »langsam« kritisch zu betrachten. Auch führt eine Selektion allein basierend auf der Geschwindigkeit (wie in Hellinger u. a., 2011) zur Inklusion von Abschnitten von Interaktionsregionen, deren Plasmaeigenschaften von der Interaktion geprägt sind. Ebenso ist die Inklusion von Verdünnungsregionen (mit ebenso abweichenden Plasmaeigenschaften) ein Problem, beispielsweise für die Untersuchung radialer Evolutionen der Plasmaparameter. Abhängig von der gewählten Grenzgeschwindigkeit werden Verdünnungsregionen und somit Abschnitte mit einem Abfall der Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur (vergleiche Abb. 6) zu unterschiedlichen Teilen einbezogen.

Am Rande sei zudem erwähnt, dass die Geschwindigkeitsunterschiede mit großen heliozentrischen Distanzen abnehmen und ab 30 bis 40 AU ein sich radial nahezu mit homogener Geschwindigkeit ausbreitendes Plasma erwartet werden kann (Collard u. a., 1982).

Wegen der Problematik des Zwei-Typen-Systems wurden alternative Klassifizierungsmodelle vorgeschlagen, welche den Sonnenwind insbesondere in Bezug auf seinen Ursprung besser klassifizieren sollen. Stakhiv u. a., 2015 schlugen hierzu wie bereits erwähnt ein System mit drei, Xu und J. E. Borovsky, 2015 ein System mit vier und L. Zhao u. a., 2017 sogar eines mit 6 Kategorien vor. Die unüberwachte Klassifizierung von Sonnenwind durch maschinelles Lernen wird unter anderem in Amaya u. a., 2020 behandelt.

2.5.7 Auswahl von schnellem Sonnenwind

Nach J. E. Borovsky, 2016 repräsentieren in der Geschwindigkeit zeitlich plateauartige, hochgeschwindige Regionen zwischen einer Interaktionsregion (corotating interaction region, CIR), in welcher der schnelle Sonnenwind den langsamen radial komprimiert und einer Verdünnungsregion (rarefaction regions), in welcher der schnelle Sonnenwind dem langsamen entläuft, ungestörten Sonnenwind aus koronalen Löchern. Zur Untersuchung des koronalen Lochwindes werden eben jene plateauartigen Strukturen (vergleiche Abbildung 6 und 7) ausgewählt, sodass die zu Interaktions- und Verdünnungsregionen angesprochenen Problematiken umgangen werden. Hierbei ist darauf zu achten, keine koronalen Ejektionen,

gekennzeichnet durch unter anderem auffällig niedrige Protonentemperaturen oder nicht in der Ekliptik liegende Magnetfeldrichtungen, zu inkludieren (J. E. Borovsky, 2016). Ein solches Auswahlverfahren wurde unter anderem in (Perrone u. a., 2018) verwendet.

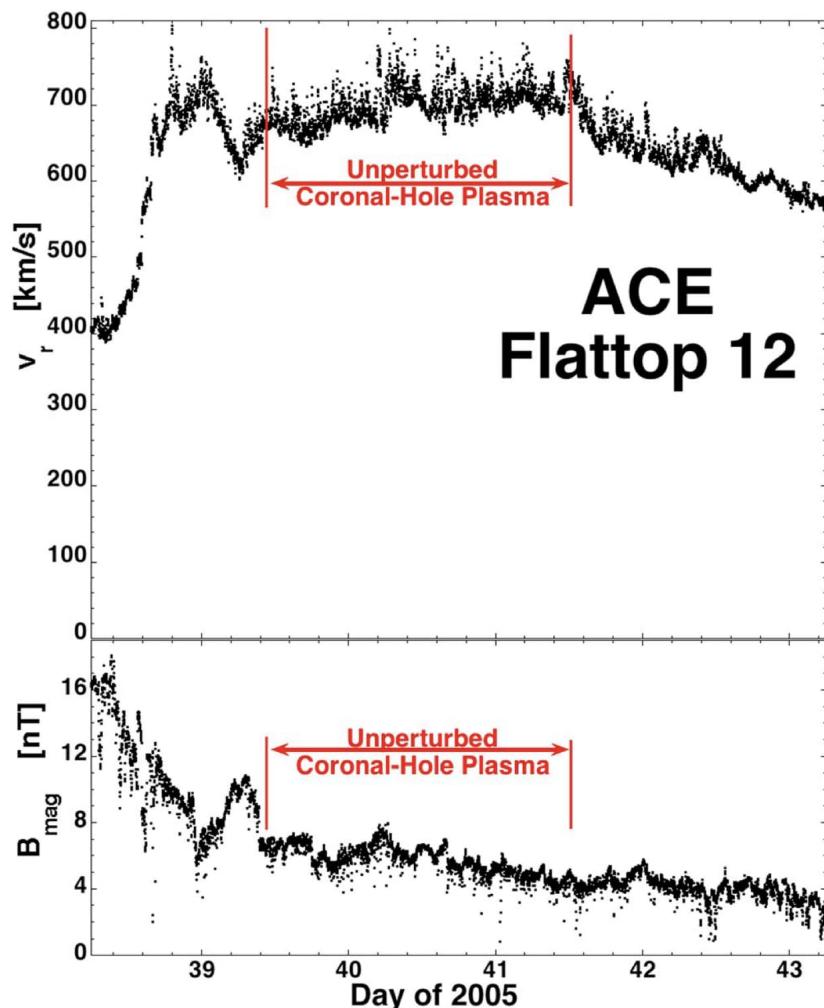


Abbildung 7: Beispiel eines ungestörten koronalen Lochwindes bei 1 AU, aufgenommen von ACE (J. E. Borovsky, 2016). Im oberen Panel der Abbildung ist der zeitliche Verlauf der radialen Protonengeschwindigkeit gezeigt. Ein Plateau mit einer Geschwindigkeit um $700 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ ist als ungestörtes, aus koronalen Löchern stammendes Plasma gekennzeichnet. Begleitend ist der Verlauf der Magnetfeldstärke im unteren Panel dargestellt.

2.6 Radiale Evolution des Sonnenwindes

Im vorherigen Abschnitt wurde die Klassifizierung des Sonnenwindes diskutiert. Neben der Geschwindigkeit und den Ladungszuständen wurden Parameter wie die Protonendichte und -temperatur betrachtet und beispielsweise auch für das Zwei-Typen-Modell eines schnellen und langsamen Sonnenwindes bei einer astronomischen Einheit angegeben. Es lässt sich

erahnen, dass Parameter wie die Protonentemperatur und -dichte nicht nur zwischen Sonnenwindtypen, sondern auch radial innerhalb dieser variieren. Die Betrachtung der radialen Evolution von Protonentemperatur und -dichte folgt in Kapitel 5.

2.7 Geschwindigkeitsverteilung der Ionen des Sonnenwindes: Populationen und ihre radiale Evolution

Über die Klassifizierung in Typen und die Betrachtung radialer Evolutionen von Sonnenwindparametern ist ein Übergang zu einer im Vergleich zum Ausgangsmodell differenzierten Betrachtung des Sonnenwindes möglich. Hierbei haben wir uns bisher einer übergeordneten Beschreibung bedient, welche den Sonnenwind zu einem Zeitpunkt und Ort über Parameter wie die Protonenteilchendichte, Protonengeschwindigkeit und Protonentemperatur charakterisiert (vgl. Fluidbild der Plasmaphysik). Die »Geschwindigkeit der Protonen im Sonnenwind« ist hierbei im einfachsten Fall über den Schwerpunkt der Geschwindigkeitsverteilung gegeben (1. Moment dieser Verteilung), die Temperatur über das 2. Moment, die Dichte über das 0. Moment. Es ist zu beachten, dass das Sprechen von einer Temperatur bereits eine Geschwindigkeitsverteilung (velocity distribution function, VDF) in Form einer Maxwell-Verteilung voraussetzt, welche aber nicht unbedingt gegeben sein muss. Bei geringer Stoßfrequenz (wie im schnellen Sonnenwind) ist nicht von einer isotropen, maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung auszugehen (Griffel und Davis, 1969).

Die Geschwindigkeitsverteilung der Ionen entspricht nicht dem Fall nur einer Population mit zuordenbarer Temperatur in der Geschwindigkeitsverteilung, da sich (i) die Ionenspezies in ihren Verteilungen unterscheiden und (ii) in den jeweiligen Verteilungen nicht-thermische Eigenschaften auftreten, wie in Abbildung 8 gezeigt.

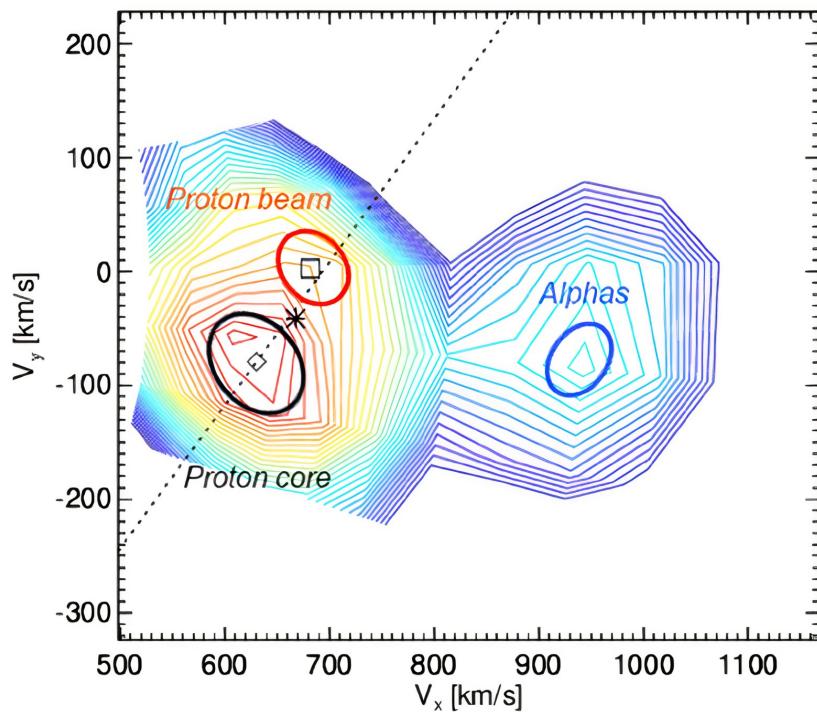


Abbildung 8: Protonen und α -Teilchen Populationen in der Geschwindigkeitsverteilung (velocity distribution function VDF) des Sonnenwindes basierend auf einem Fit an Helios Daten. Neben einer Hauptpopulation an Protonen ist auch eine zweite Beam-Population zu sehen. Die Projektion der Magnetfeldrichtung auf die gezeigte Ebene bei Zentrierung auf die Hauptpopulation ist gestrichelt eingezeichnet. Die Abbildung ist Abbildung 2 in Němeček u. a., 2021 entnommen.

2.7.1 Nicht-thermische Eigenschaften in den Geschwindigkeitsverteilungen der Ionen

In der Geschwindigkeitsverteilung der Ionen des Sonnenwindes werden häufig zweite, entlang der Magnetfeldrichtung schnellere Populationen neben der Hauptpopulation der jeweiligen Ionen beobachtet (E. Marsch, 2006). Diese Beam-Populationen haben eine Teilchendichte in der Größenordnung von einem zehntel der Teilchendichte der Hauptpopulationen (Ďurovcová u. a., 2019). Genauer fanden (E. Marsch, Mühlhäuser u. a., 1982) (siehe dort Abbildung 14) in Bezug auf Protonen ein Dichteverhältnis der Zweitpopulation (Beam) zur Hauptpopulation von meist 10 % bis 20 %. Im schnellen Sonnenwind steigt dieser Anteil nach (Ďurovcová u. a., 2019) radial, während er im langsamen Sonnenwind nahezu unverändert bleibt. Die Geschwindigkeit der Beams nimmt radial ab (E. Marsch, Mühlhäuser u. a., 1982).

Die den Beam verursachenden Mechanismen sind nicht vollends geklärt (Ďurovcová u. a., 2019). Ein Erklärungsversuch beruht auf der unterschiedlichen Entwicklung der Temperaturen der Ionen senkrecht und parallel zum Magnetfeld und Coulomb-Stößen: Radial nimmt die Temperatur der Ionen senkrecht zum Magnetfeld schneller als parallel ab. Nahe der Son-

ne sind Coulomb-Stöße hierbei nicht in der Lage, die Verteilung zu isotropisieren, sodass sich eine zigarettenförmige Geschwindigkeitsverteilung ergibt (Griffel und Davis, 1969). Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Coulomb-Stößen von der Teilchengeschwindigkeit (mit der Geschwindigkeit sinkt die Interaktionszeit) führt hierbei zum Abtrennen einer entlang des Magnetfeldes schnelleren Population (Livi und E. Marsch, 1987). Alternativ hierzu wurden unter anderem Modelle vorgeschlagen, welche bezüglich der Bildung eines Beams zwischen schnellem und langsamem Sonnenwind unterschieden. Schräge Alfvénwellen werden mit dem Beam im schnellen Sonnenwind verbunden (Osmane u. a., 2010) und Plasma-Instabilitäten als Ursache beim langsamen Sonnenwind vorgeschlagen (Ďurovcová u. a., 2019).

2.7.2 Populationen von schweren Ionen wie α -Teilchen

α -Teilchen haben einen Anteil von 0,5 % bis 4 % an der ionischen Komponente des langsamsten Sonnenwindes und 3 % bis 5 % an jener des schnellen Sonnenwindes (Steven R. Cranmer u. a., 2017). In geringeren Dichten sind auch schwerere Ionen zu finden (Wurz, 2005). Obwohl α -Teilchen ca. viermal schwerer als Protonen sind, zeigen sie im Sonnenwind nahe der Sonne, insbesondere im schnellen Sonnenwind, eine höhere Geschwindigkeit als die Protonen (Mostafavi u. a., 2022).

3 Messung des Sonnenwindes über den Proton and Alpha particle Sensor (PAS)

Als Teil des unter der Frage »Wie funktioniert das Sonnensystem?« stehenden Cosmic Vision 2015 - 2025 Programmes der Europäischen Weltraumorganisation (ESA) sollen Messungen der Raumsonde Solar Orbiter folgende Unterfragen adressieren (Owen, C. J. u. a., 2020):

- Woher stammen und wie formieren sich das Plasma und Magnetfeld des Sonnenwindes in der solaren Korona?
- Wie treiben vorübergehende solare Ereignisse die heliosphärische Variabilität?
- Wie erzeugen solare Eruptionen energetische Teilchenstrahlung, welche die Heliosphäre füllt?
- Wie funktioniert der solare Dynamo und wie verbindet dieser die Sonne mit der Heliosphäre?

Hierzu nötige in-situ Messungen des Sonnenwindes geschehen unter anderem durch die Instrumente der Solar Wind Analyzer (SWA) Suite

- Electron-Analyzer System (SWA-EAS)
- Proton and Alpha particle Sensor (SWA-PAS, im Folgenden auch einfach PAS)
- Heavy Ion Sensor (SWA-HIS)

wobei in dieser Arbeit Datenprodukte von SWA-PAS zu Protonen (jene zu α -Teilchen sind zum Zeitpunkt der Arbeit noch nicht verfügbar) betrachtet werden. Grundlegendes Messprodukt ist die Geschwindigkeitsverteilung der Protonen, über welche Größen wie die Protonendichte, -geschwindigkeit, -temperatur etc. berechnet werden. Das zum Bestimmen der Geschwindigkeitsverteilung verwendete Messkonzept ist bei allen Instrumenten der SWA Suite der elektrostatische Analysator (electrostatic analyzer, EA). Bereits die Untersuchung der Geschwindigkeitsverteilungen und deren Evolutionen sind wichtige Forschungsgegenstände (vergleiche Viall und J. E. Borovsky, 2020: »Nine Outstanding Questions of Solar Wind Physics«).

3.1 Einführung des Referenzsystems der Raumsonde

Im Referenzsystem der Raumsonde (spacecraft reference frame, SRF) zeigt die x-Achse zur Sonne hin, die z-Achse entlang der ANT 1 Antenne des Radio and Plasma Wave analyzer (RPW) und die y-Achse vervollständigt das orthogonale Koordinatensystem (siehe Abb.

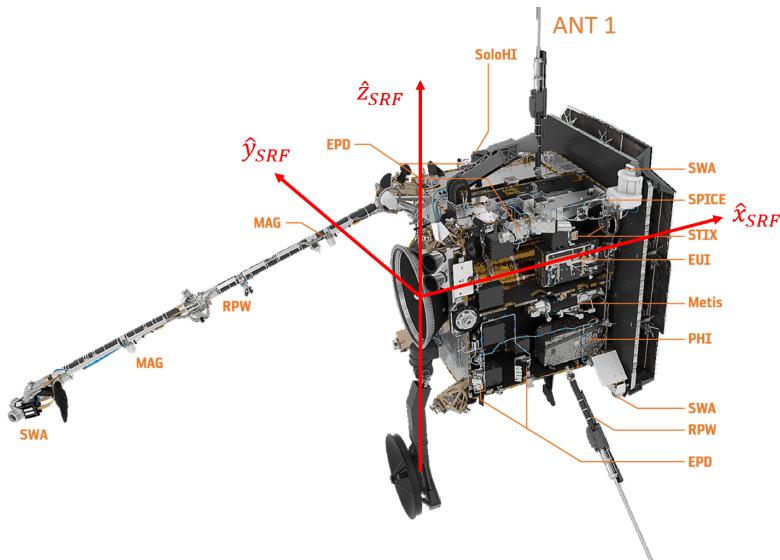


Abbildung 9: Solar Orbiter mit beschrifteten Instrumenten und eingezeichnetem Referenzsystem der Raumsonde (SRF) (Müller, D. u. a., 2020, um das SRF ergänzte dortige Abbildung 16), welches in dieser Arbeit verwendet wird. SWA-PAS befindet sich unten rechts.

9). Die z-Achse ist für kleine heliographische Breitengrade etwa normal zur Ekliptikebene. Größere heliographische Breitengrade sind allerdings (erst) für spätere Phasen der Solar Orbiter Mission geplant (beispielsweise 18° im März 2025) (Zouganelis u. a., 2020).

3.2 Grundlegendes Messprinzip: Elektrostatischer Analysator

Ziel von PAS ist die Messung der Geschwindigkeitsverteilungen von Ionen (genauer Protonen und α -Teilchen¹¹). Hierzu gibt es mehrere Ansätze:

- Retardieren der Teilchen durch entgegengesetztes elektrisches Feld
- Ablenkung der Teilchen in einem Magnetfeld
- Ablenkung der Teilchen in einem elektrostatischen Feld

Wegen der guten Auflösung sowie der einfachen Erzeugung und Abschirmung im Vergleich zu Magnetfeldern bietet sich im Energiebereich des Sonnenwindes die Ablenkung im elektrostatischen Feld (Electrostatic Analyzer) an (Yavor, 2009).

Die typische Anordnung des elektrostatischen Analysators besteht aus einem Paar verschachtelt liegender halbkugelförmiger Elektroden, wobei sich bei dem in PAS verwendeten Konzept (top-cap electrostatic analyzer) eine weitere Elektrode (top-cap) über der Öffnung des Teilcheneinfalls befindet (Owen, C. J. u. a., 2020; Collinson und Kataria, 2010). Abhängig

¹¹Gemeint sind Helium-4-Atomkerne, allerdings nicht aus α -Zerfall.

von einer angelegten Spannung V können nur Ionen mit Energie pro Ladung im eingestellten Bereich des Ablenkungssystems passieren und detektiert werden (siehe Abb. 10).

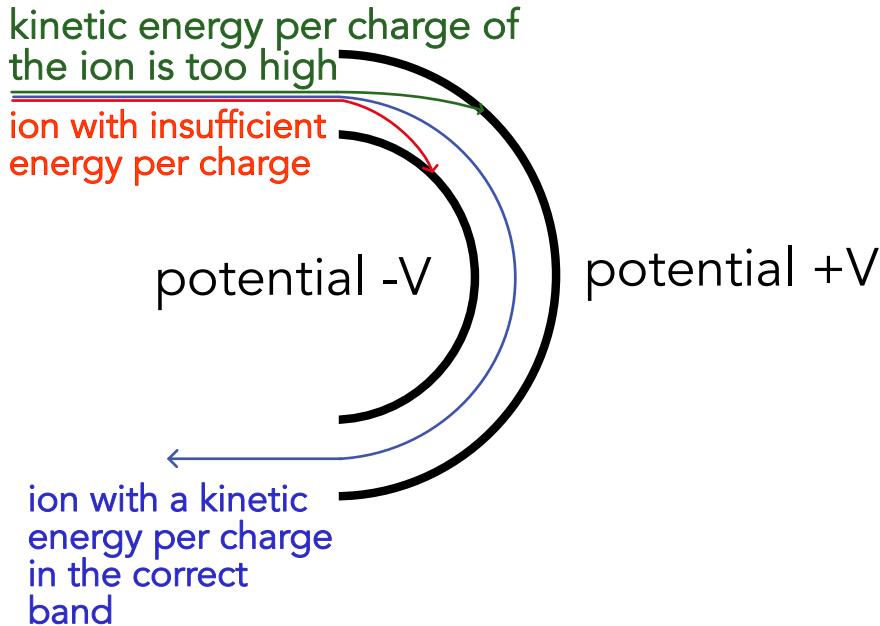
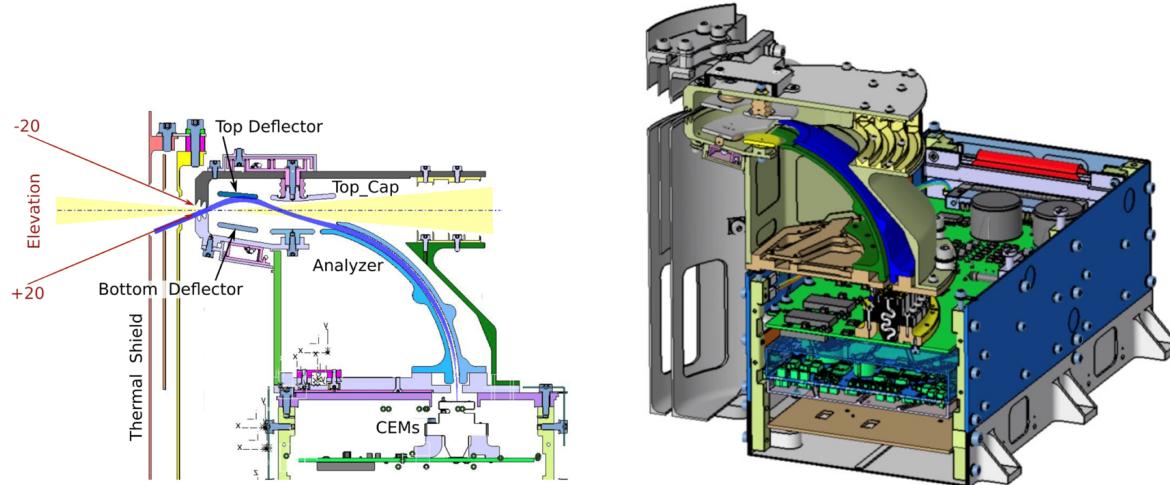


Abbildung 10: Illustration eines elektrostatischen Analysators

3.3 Messprinzip von SWA-PAS

Der Aufbau von SWA-PAS ist in Abb. 11 dargestellt. Über das obere Ablenkungssystem (top deflector) werden die einfallenden Ionen in Bezug auf den Polarwinkel des Einfalls in neun virtuelle Bins¹² im Bereich von -20° bis 23° ($-22,5^\circ$ bis $22,5^\circ$ waren geplant) eingeteilt (elevation sweeping). Über den Electrostatic Analyzer mit sphärischer Geometrie wird in 96 virtuelle Energie-Bins im Bereich von $70 \frac{\text{eV}}{\text{e}}$ bis $20 \frac{\text{keV}}{\text{e}}$ aufgelöst (energy stepping). Die Auflösung $\Delta E/E$ liegt zwischen 3,0 % und 9,3 %. Der Azimut folgt aus der Detektion der Teilchen in elf Kanalelektronenvervielfachern (CEM) im Winkelbereich von -24° bis 42° (physische Bins). Dieser Winkelbereich ist um die symmetrische Lage um 9° verschoben, um die Aberration des Sonnenwindes in Bezug auf Solar Orbiter durch dessen Bewegung zu kompensieren. Über eine Sekunde hinweg wird im normalen Betrieb eine Messung in Form einer $11 \times 9 \times 96$ -Matrix mit Anzahlen detekтирter Ionen als Matrixelemente durchgeföhrt. Das Akkumulieren von Ionen zu der Kombination aus einem polaren und energetischen Bin findet in einem Zeitfenster von 0,95 ms statt. Im gewöhnlichen Betrieb wird eine $11 \times 9 \times 96$ -Matrix alle vier Sekunden gemessen. Für eine erhöhte zeitliche Auflösung können reduzierte Matrizen aufgenommen werden, sodass nur ein Teil des gesamten Messbereichs erfasst wird.

¹²Virtuell meint hier, dass einem polaren Bin eine Einstellung des Ablenkssystems, nicht aber ein separater physischer Detektor (vgl. azimutale Bins) zugeordnet ist.



(a) Schematische Darstellung von SWA-PAS. (b) 3D Ansicht von SWA-PAS mit Sicht auf die azimuthal angeordneten Kanalelektronenvervielfacher (CEM).

Abbildung 11: Messprinzip von SWA-PAS (Owen, C. J. u. a., 2020, dort Abbildungen 16 und 17)

3.4 Datenprodukte von SWA-PAS

Basierend auf dem polaren Winkel θ und dem azimuthalen Winkel ϕ kann die Richtung der Ionen im SRF über

$$\vec{v}_{SRF} = \begin{pmatrix} -\cos \theta \cos \phi \\ \cos \theta \sin \phi \\ -\sin \theta \end{pmatrix} \quad (1)$$

berechnet werden. Unter Annahme von Protonen folgt aus der Messung der Energie pro Ladung über den elektrostatischen Analysator eine Energie und hiermit ein Geschwindigkeitsbetrag. Dementsprechend lässt sich die $11 \times 9 \times 96$ -Matrix (links in Abbildung 12 visualisiert) in eine Geschwindigkeitsverteilung $f(\vec{v})$ (visualisiert in Abbildung 14) umrechnen (siehe 3.5). Aus den Momenten der Geschwindigkeitsverteilung folgen die Dichte n , Bulk-Geschwindigkeit \vec{v} und Temperatur T der Protonen, welche entlang der drei Achsen des SRF bestimmt wird (Abbildung 15). Es ist darauf zu achten, nicht-thermische Eigenschaften wie den Beam und die α -Population bei der Momentbildung auszuschließen - die Auswahl der Hauptprotonenpopulation (bulk) zur Momentbildung ist keine triviale Aufgabe.

$$n := n_{p,bulk} = \int_{bulk} f(\vec{v}) d^3v$$

$$\vec{v} := \overline{\vec{v}_{p,bulk}} = \frac{1}{n} \int_{bulk} f(\vec{v}) \vec{v} d^3 v$$

$$\overline{\vec{v}_{p,bulk}^2} = \frac{1}{n} \int_{bulk} f(\vec{v}) \vec{v}^2 d^3 v \stackrel{\text{unter Annahme einer Maxwell-Boltzmann Verteilung}}{=} \frac{3k_B T}{m_p}$$

Hierbei ist k_B die Boltzmann-Konstante und m_p die Protonenmasse. Mit dem Quadrat eines Vektors ist das Skalarprodukt mit sich selbst gemeint.

Diese Momente sind Teil der über das Solar Orbiter Archive (<https://soar.esac.esa.int/soar/>, letzter Zugriff am 09.08.22) zur Verfügung gestellten Datenprodukte, von welchen folgende in dieser Arbeit verwendet werden:

- SWA-PAS-3d (Level 1): Datenprodukt bestehend aus den alle vier Sekunden gemessenen 11x9x96-Matrizen mit den Anzahlen detekтирter Ionen zu den jeweiligen Bin-Kombinationen als Einträge
- SWA-PAS-VDF (Level 2): Auf SWA-PAS-3d aufbauendes Datenprodukt, in welchem die Matrixeinträge in eine Phasenraumdichte umgerechnet sind
- SWA-PAS-GRND-MOM (Level 2): Momente der Geschwindigkeitsverteilung

Das angegebene Level bezieht sich hierbei auf die Verarbeitung der Daten.

In Abbildung 12 sind in SWA-PAS-3d und SWA-PAS-VDF enthaltene Daten nebeneinander visualisiert. Die Bereiche hoher Phasenraumdichten sind durch die umgebenden Bereiche verdeckt, wodurch die Darstellung durch zweidimensionale Projektionen in Abbildung 13 motiviert ist.

Des Weiteren gehören zu den Datenprodukten auch unter anderem die Zeitstempel der Messungen wie auch Qualitätsfaktoren.

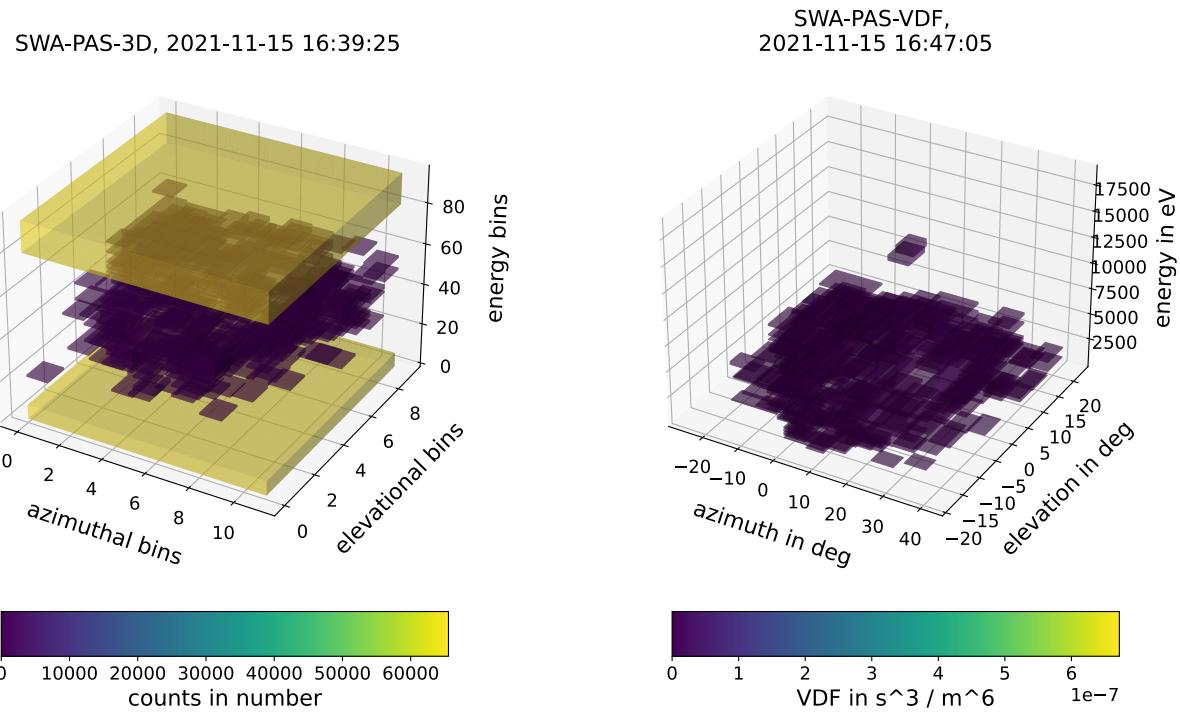


Abbildung 12: Darstellungen basierend auf den Datenprodukten SWA-PAS-3D und SWA-PAS-VDF in 3D. Bereiche extremer Energie sind in SWA-PAS-3D als ungültig markiert.

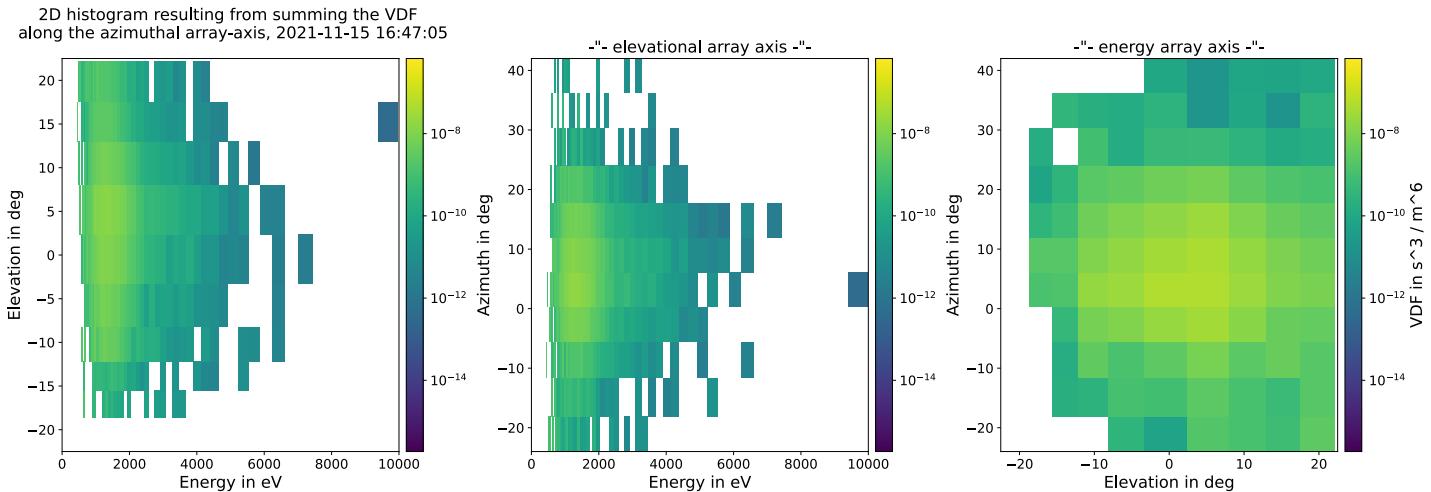


Abbildung 13: Zur besseren Darstellung im Vergleich zu 12 wird zu einer Darstellung der Matrizen des Datenproduktes SWA-PAS-VDF durch (summierende) Projektionen übergegangen.

3.5 Berechnung der Geschwindigkeitsverteilung

Im Datenprodukt SWA-PAS-VDF ist die Phasenraumdichte (mit der Einheit s^3 / m^6) in Abhängigkeit des polaren, azimuthalen, energetischen Bins (11x9x96-Matrix) und des Zeitstempels gegeben. Ein Datenprodukt mit der Geschwindigkeitsverteilung in Bezug auf Bins im SRF-Geschwindigkeitsraum befindet sich nicht im Solar Orbiter Archive und wird dementsprechend (anders als die Momente der Verteilung) von mir berechnet.

Aus den als Hilfsdatenprodukten enthaltenen Mittelpunkten der polaren, azimuthalen und energetischen Bins folgen mit Gleichung 1 und $E_{kin,p} = \frac{1}{2}m_p v^2$ unter der Annahme von Protonen v_x , v_y und v_z im SRF. Basierend hierauf ist der Übergang auf eine Angabe der Geschwindigkeitsverteilung in Bezug auf Bins im Geschwindigkeitsraum möglich. Der Einfachheit in Bezug auf Berechnung und Darstellung wegen wähle ich quaderförmige Bins einheitlicher Größe im Geschwindigkeitsraum. Es ist zu beachten, dass abhängig von der Wahl der Anzahl an Bins entlang v_x , v_y und v_z mehrere oder gar keine Bins im Polarwinkel-Azimut-Energie-Raum auf einen Bin im Geschwindigkeitsraum führen können, wobei eine Balance aus diesen beiden Fällen angestrebt und entsprechend der Verteilungsbreite justiert wird. Beziiglich der Implementierung können auch direkt zweidimensionale Projektionen der Geschwindigkeitsverteilung berechnet werden.

In Abbildung 14 ist die auf die eben beschriebene Weise erhaltene Geschwindigkeitsverteilung zu den in Abbildung 12 und 13 dargestellten Daten dargestellt. In Abbildung 15 sind die Momente der Geschwindigkeitsverteilung zu sehen, welche direkt über das Datenprodukt SWA-PAS-GRND-MOM aus dem Solar Orbiter Archive verfügbar sind, andernfalls aber aus der berechneten Geschwindigkeitsverteilung berechnet werden könnten.

SWA-PAS measurement in velocity space in SRF,
reduction to 2D by summation, energy to velocity conversion based
on the assumption of protons, 2021-11-15 16:47:05

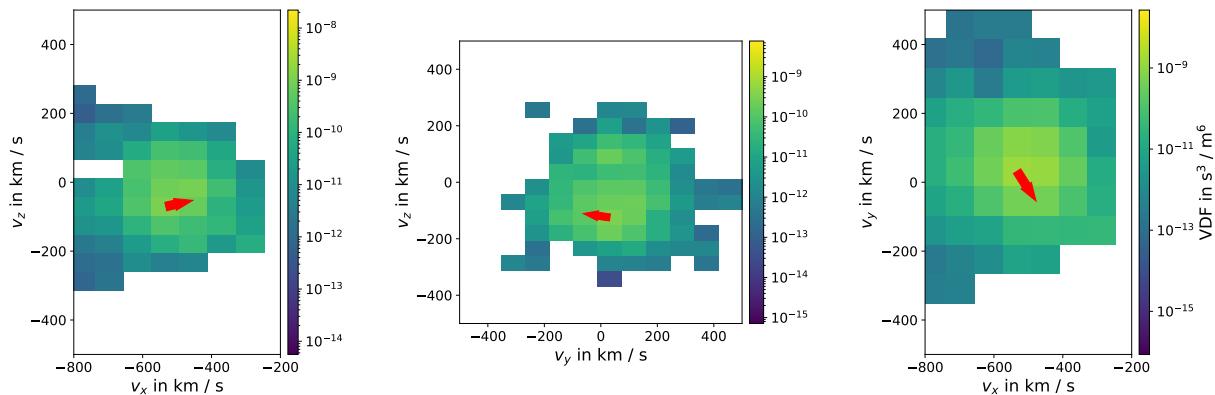


Abbildung 14: Aus SWA-PAS-VDF kann die Geschwindigkeitsverteilung berechnet werden. Diese ist in Projektionen dargestellt, wobei die Magnetfeldrichtung über die roten Pfeile dargestellt ist.

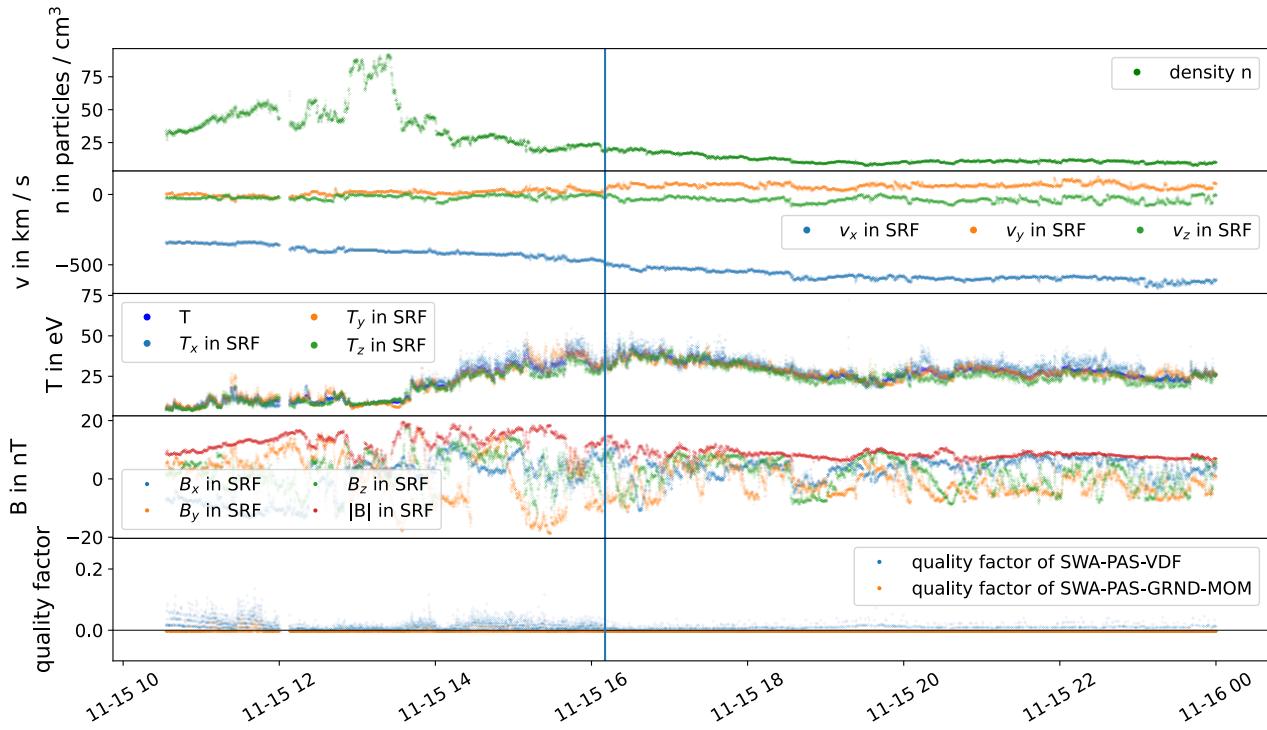


Abbildung 15: In SWA-PAS-GRND-MOM enthaltene Momente sind dargestellt. Hinzugefügt wurden Magnetfelddaten des Magnetometers (MAG) und die Qualitätsfaktoren. Der in den Abbildungen 12 - 14 dargestellte Zeitpunkt ist über einen blauen Strich markiert.

3.6 Einführung einer Größe σ_{\perp} zur Charakterisierung der Wellenaktivität im Sonnenwind

Als Hilfsgröße für folgende Untersuchungen und Darstellungen wird aus der Variation des Magnetfeldes eine Größe abgeleitet, welche die Wellenaktivität im Sonnenwind charakterisieren soll.

Im Sonnenwind sind hydrodynamische Wellen, langsame Wellenphänomene mit Oszillation der Ionen, zu beobachten (E. Marsch, 1991), wobei der Fokus hier auf Alfvén-Wellen liegt. Alfvén-Wellen sind niederfrequente Schwingungen des eingefrorenen Flusses mit der magnetischen Spannung als rücktreibende Kraft (Chen, 2016, Abschnitt 4.18, Keudell, 2017, Abschnitt 5.3.1). Der eingefrorene Fluss, i. e. die Bindung des Magnetfeldes an die Bewegungsrichtung des Plasmas und umgekehrt wie sie im Sonnenwind vorkommt, wurde in Abschnitt 2.4.1 diskutiert. In der Illustration zur Alfvén-Welle (Abbildung 16) ist zu sehen, dass die Perturbation des Magnetfeldes senkrecht zu dessen Ursprungsrichtung \vec{B}_0 stattfindet. Der Wellenvektor \vec{k} steht parallel zu \vec{B}_0 .

Die senkrechte Variation des Magnetfeldes zur ursprünglichen (und auch mittleren) Richtung

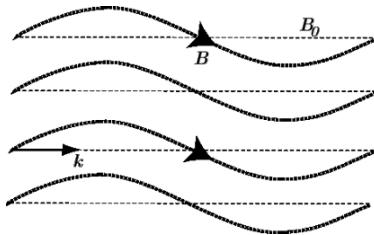


Abbildung 16: Illustration einer Alfvén-Welle

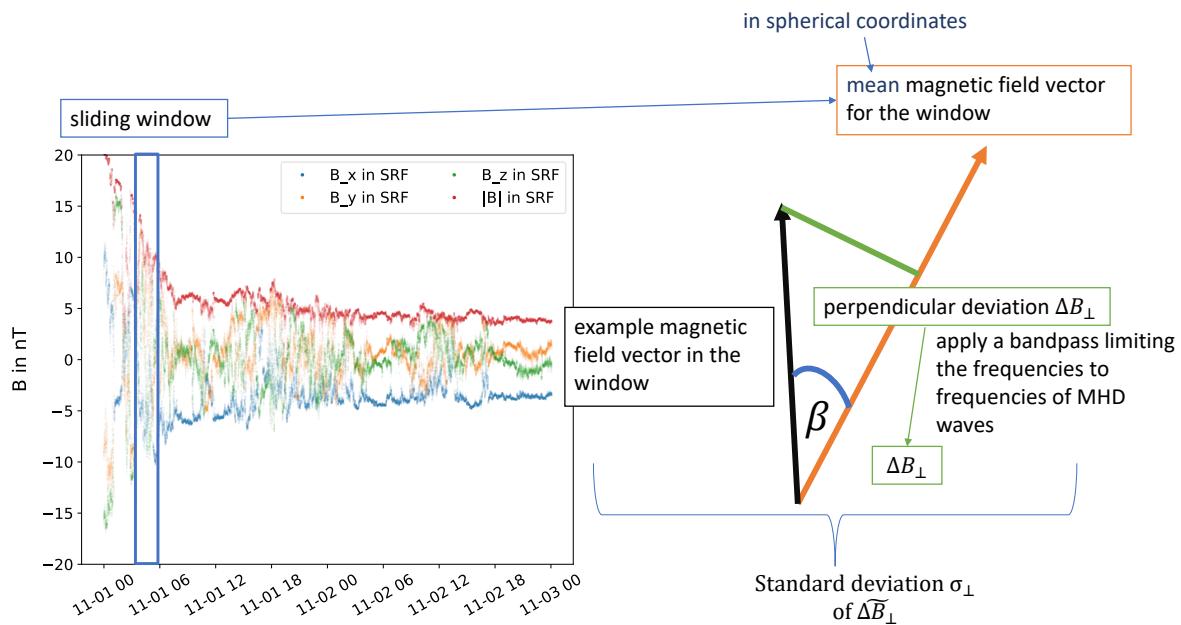


Abbildung 17: Berechnung von σ_{\perp}

beim Auftreten von Alfvén-Wellen motiviert die in Abbildung 17 skizzierte Berechnung der Größe σ_{\perp} . Für ein kontinuierlich voranschreitendes zehnminütiges Zeitfenster über die in der Messfrequenz 8 Hz vorliegenden Magnetfelddaten wird die mittlere Magnetfeldrichtung aus der Mittelung des Polarwinkels und Azimuts des Magnetfeldvektors bestimmt. Diese Mittelung der Richtung in Kugelkoordinaten hat den Vorteil, dass die mittlere Richtung unabhängig von den Beträgen der magnetischen Feldstärke zu verschiedenen Zeitpunkten im Zeitfenster ist. Für jeden im Zeitfenster gemessenen Feldvektor $B(t)$ wird die Abweichung senkrecht zur mittleren Richtung über den Winkel β (siehe Abbildung 17) zwischen mittlerer Feldrichtung und $B(t)$ bestimmt als $\Delta B_{\perp} = B(t) \sin \beta$.

Nun ist zu beachten, dass Variationen im Frequenzbereich von 10^{-7} Hz bis 10^{-4} Hz eher auf Variationen in der Struktur des Sonnenwindes und Variationen im Frequenzbereich von 10^{-4} Hz bis 10^{-1} Hz unter anderem auf die uns interessierenden magnetohydrodynamischen Wellen zurückzuführen sind (E. Marsch, 1991). Zur besseren Abgrenzung von großskaligen

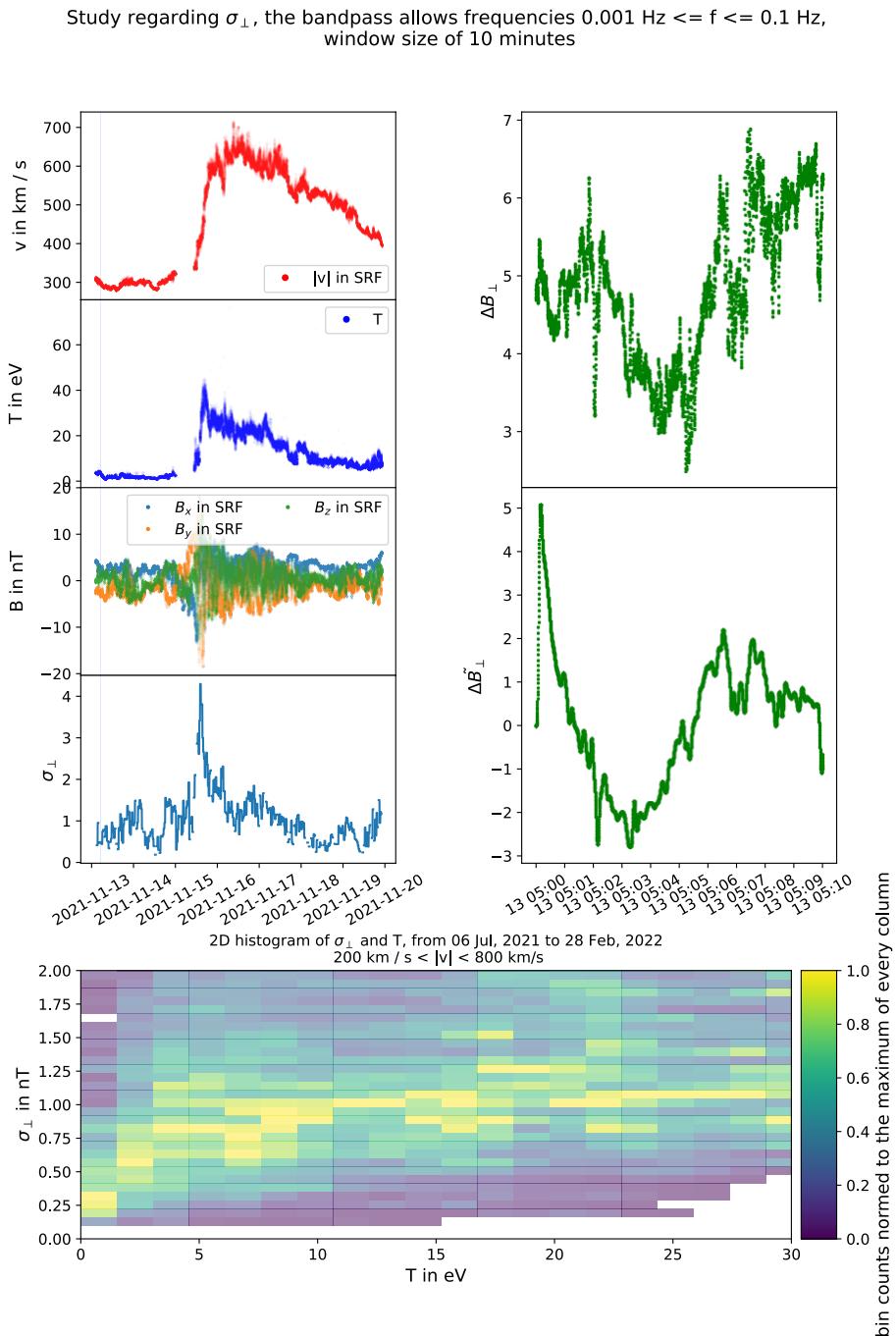


Abbildung 18: Untersuchung zur Größe σ_{\perp} . Links dargestellt sind die Protonengeschwindigkeit v , -temperatur T , magnetische Feldstärke B und die errechnete Größe σ_{\perp} für einen Zeitraum mit einem schnellen Sonnenwind. Für einen kürzeren Beispielzeitraum finden sich rechts die eingeführten Hilfsgrößen ΔB_{\perp} und ΔB_z . Unten ist das über den Gesamtzeitraum errechnete Histogramm von σ_{\perp} und der Protonentemperatur T dargestellt.

Phänomenen und in Bezug auf Plasmainstabilitäten (siehe auch Shoda u. a., 2018) wählen wir hier 10^{-3} Hz als untere Frequenzgröße. Daher berechnen wir unter Anwendung eines Bandpasses für den Frequenzbereich 10^{-3} Hz bis 10^{-1} Hz auf ΔB_{\perp} die angepasste Größe $\widetilde{\Delta B}_{\perp}$. Der Bandpass wird auf ΔB_{\perp} angewandt, da ΔB_{\perp} die direkt von einer Alfvén-Welle modulierte Größe ist. Für Details bezüglich der Untersuchung des Sonnenwindes in Bezug auf magnetohydrodynamische Turbulenzen sei auf Bruno und Carbone, 2013 verwiesen.

σ_{\perp} ist die Standardabweichung von der Verteilung von ΔB_{\perp} im betrachteten Zeitfenster. Bei einer starken Wellenaktivität erwarten wir eine starke Variation von $\widetilde{\Delta B}_{\perp}$ also eine große Standardabweichung σ_{\perp} .

Die Fenstergröße wird unter Beachtung der Grenzfrequenzen des Bandpasses als 10 Minuten gewählt. Eine Abschätzung der Gyroperiode der Protonen für den schnellen Sonnenwind (wie in Abschnitt 5.5 ausgewählt) ergibt eine Gyroperiode von 17 s im sonnenfernsten und 6 s im sonnennächsten Plateau, sodass die Bestimmung der mittleren Magnetfeldrichtung im Zeitfenster über ausreichend viele Gyroperioden geschieht. Die Wahl von 10 Minuten entspricht dann dem Versuch einer Balance zwischen dem Vorliegen von genügend Messdaten zur Bestimmung von σ_{\perp} und der Minimierung großskaliger Phänomene, welche eine Mittelung von B im Zeitfenster unsinnig machen würden. Mit kürzeren Zeitfenstern werden schnelle Prozesse besser aufgelöst, mit längeren langsamere. Im letzten Schritt findet eine zeitliche Mittelung von σ_{\perp} innerhalb 30-minütiger Intervalle statt.

In Abbildung 18 sind links die Protonengeschwindigkeit v , -temperatur T , magnetische Feldstärke B und die errechnete Größe σ_{\perp} für einen Zeitraum mit einem schnellen Sonnenwind gezeigt. Für einen kürzeren Beispielzeitraum finden sich rechts die eingeführten Hilfsgrößen ΔB_{\perp} und $\widetilde{\Delta B}_{\perp}$. In $\widetilde{\Delta B}_{\perp}$ sind entsprechend der Anwendung des Bandpasses Frequenzen über 10^{-1} Hz und unter 10^{-4} Hz entfernt. Unten ist das über den Gesamtzeitraum errechnete Histogramm von σ_{\perp} und der Protonentemperatur T dargestellt, eine Korrelation von σ_{\perp} und T ist erkennbar. Zur Korrelation trägt bei, dass wir verschiedene Sonnenwindtypen mit systematisch unterschiedlicher Protonentemperatur und σ_{\perp} betrachten. σ_{\perp} ist während des Plateaus in der Geschwindigkeit erhöht (vergleiche auch Abbildung 6). Ein besonders hohes σ_{\perp} weist die Interaktionsregion auf, σ_{\perp} spiegelt auch die durch Interaktion vorliegende Magnetfeldvariation wider. Dies kann beim Abgrenzen von Interaktionsregionen von schnellem Sonnenwind helfen.

Eine Analyse zu verschiedenen Fenstergrößen und Frequenzeinschränkungen überschreitet den Rahmen dieser Arbeit. Allerdings befinden sich im Anhang zu Abbildung 18 analoge Grafiken (Abbildungen 43 - 45), welche als Grundlage einer solchen Untersuchung dienen können.

4 Untersuchung von Kalibrierungsrollen

Während der vom 15. Juni 2020 bis zum 27. November 2021 gehenden Cruise Phase von Solar Orbiter fanden Kalibrierungsrollen der Raumsonde für das Magnetometer (MAG) (am 13. Oktober 2021) und das Radio and Plasma Waves (RPW) Messinstrument (vom 30. November 2021 bis zum 2. Dezember 2021) statt (Watson, 2021; Groof, 2021). Exemplarisch wird im Folgenden die Auswirkung der Kalibrierungsrollen zur Kalibrierung von RPW auf die Messergebnisse von PAS untersucht und in Bezug auf die Anwendung von Frequenzanalysemethoden genutzt. Als Schlussfolgerung dieser Untersuchung werden die Kalibrierungsrollen aus den weiteren Analysen zum Sonnenwind exkludiert, um etwaige Ergebnisse nicht zu verfälschen.

4.1 Untersuchung der RPW-Kalibrierungsrollen

Vom 30. November 2021 bis zum 2. Dezember 2021 führte Solar Orbiter Kalibrierungsrollen für das Radio and Plasma Waves (RPW) Messinstrument durch, wobei hierzu durch die vorliegende Nähe zur Erde messbare Polarlicht-Emissionen ausgenutzt wurden. Die Raumsonde rotierte mit einer Winkelgeschwindigkeit von

$$\omega_{roll} = 0,1 \frac{\text{deg}}{\text{s}} \rightarrow \text{Periodendauer: } T_{roll} = 1 \text{ h}$$

um die \hat{x}_{SRF} -Achse. In Abbildung 19 sind in diesem Zeitraum von PAS und MAG erzielte Messergebnisse dargestellt. Eine Detailansicht eines kürzeren Zeitraums mit Darstellung von Projektionen der 96x9x11-Matrix aus dem Datenprodukt SWA-PAS-VDF zu einem Zeitpunkt findet sich in Abbildung 20. In beiden Abbildungen sind ausgeprägte periodische Variationen der Protonentemperatur, -geschwindigkeit und der Magnetfeldstärke erkennbar. Bei der Magnetfeldstärke ist die periodische Variation nur für die y- und z-Komponente gegeben, wobei sich beide ca. sinusförmig mit dem Phasenversatz einer viertel Periode verhalten. Dies entspricht dem erwarteten Übergang einer Komponente in die andere bei einer Rotation des Koordinatensystems um die x-Achse.

In Bezug auf die Geschwindigkeit beobachten wir zusätzlich zu der analog begründbaren Variation der y- und z-Komponente eine Variation in der x-Komponente und im Geschwindigkeitsbetrag. Der Geschwindigkeitsbetrag der Protonen zeigt sich antikorreliert zur Protonentemperatur. Zu Zeiten einer erhöhten Protonentemperatur ist in der Geschwindigkeitsverteilung eine zweite Population mit im Vergleich zur Hauptpopulation geringerer Energie zu erkennen. Die Variation von Protonentemperatur und -geschwindigkeitsbetrag lässt sich auf die möglicherweise durch Ablenkung bei bestimmten Rotationswinkeln entstehende

zweite Population geringerer Energie zurückführen wie sie zum in Abbildung 20 gezeigten Zeitpunkt des Maximums in der Temperatur und Minimums im Geschwindigkeitsbetrag gut sichtbar ist. Bei der Einbeziehung einer zweiten Population geringerer Energie in die Momentbildungen fällt die mittlere Geschwindigkeit geringer aus und die Temperatur durch die scheinbar größere Breite der Verteilung höher. Dies ist ein ungewollter Effekt, welcher eigentlich durch die geeignete Auswahl des Bulks vermieden oder zumindest über den Qualitätsfaktor der Momente angezeigt werden sollte, was nicht der Fall ist. Zu sehen sind die Kalibrierungsrollen hingegen schon in dem in Abbildung 19 gezeigten Qualitätsfaktor von SWA-PAS-VDF als Variationen. Eine Betrachtung im Geschwindigkeitsraum (Abbildung 21) stützt die These der Beeinflussung der Momentbildungen durch die zweite Population: Zu sehen ist eine zweite in Bezug auf die Bewegung in -x-Richtung (von der Sonne weg zeigend) im Vergleich zum Bulk niedergeschwundige Population. Vermutet wird eine Ablenkung mit Energieabgabe an die Raumsonde (beachte die in Abbildung 20 zu sehende geringere Gesamtenergie). Um die Zweitpopulation besser erkennen zu können, ist in den Abbildungen 22 und 23 ein Zeitpunkt ohne Zweitpopulation dargestellt.

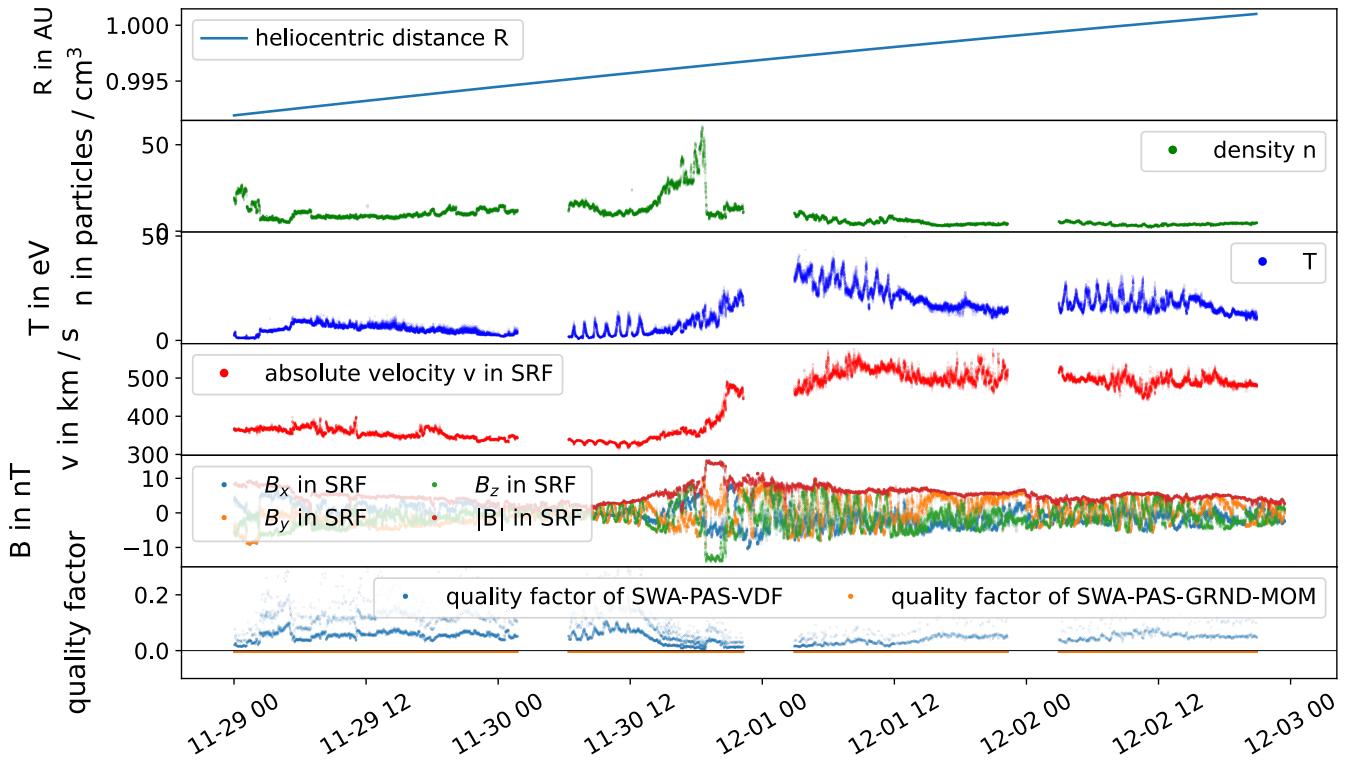


Abbildung 19: Dargestellt sind Protonendichte, -temperatur und -geschwindigkeit sowie der heliozentrische Abstand und die Qualitätsfaktoren im Zeitraum der RPW-Kalibrierungsrollen.

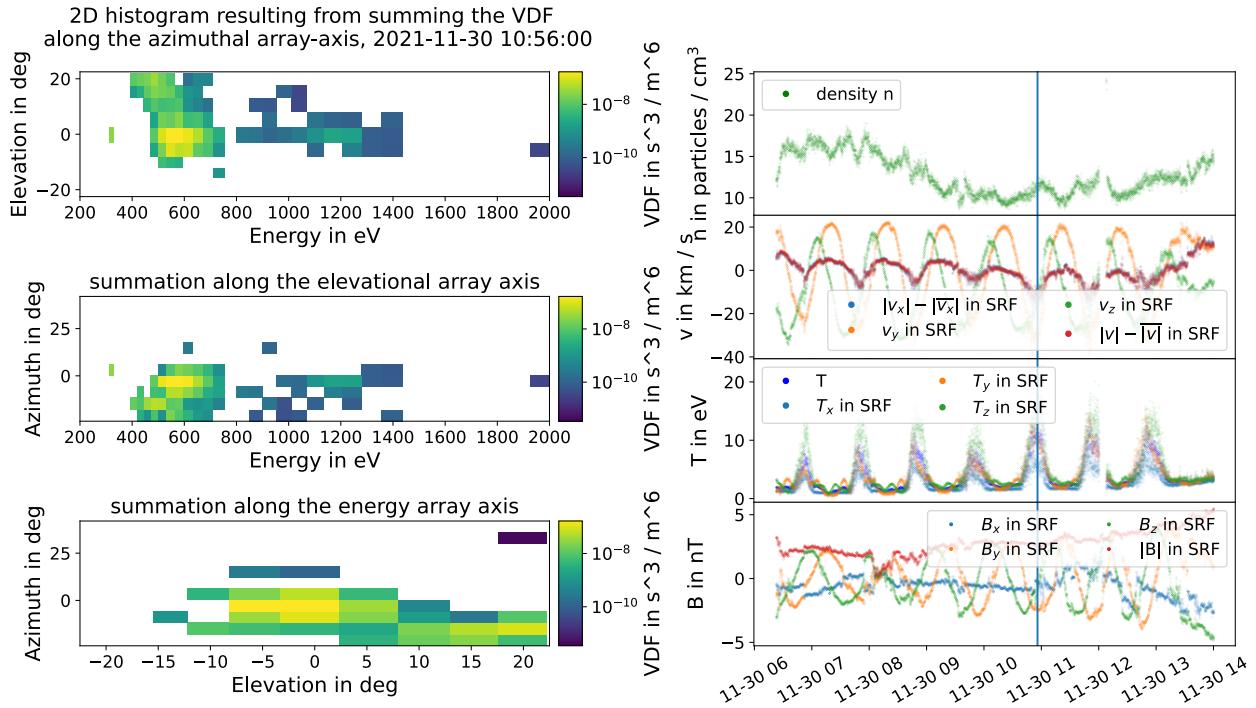


Abbildung 20: Links dargestellt sind Projektionen einer $11 \times 9 \times 96$ -Matrix aus dem Datenprodukt SWA-PAS-VDF zu einem in der rechten Abbildungshälfte blau markierten Zeitpunkt. Anders als in Abbildung 19 sind Protonengeschwindigkeit und -temperatur komponentenweise dargestellt.

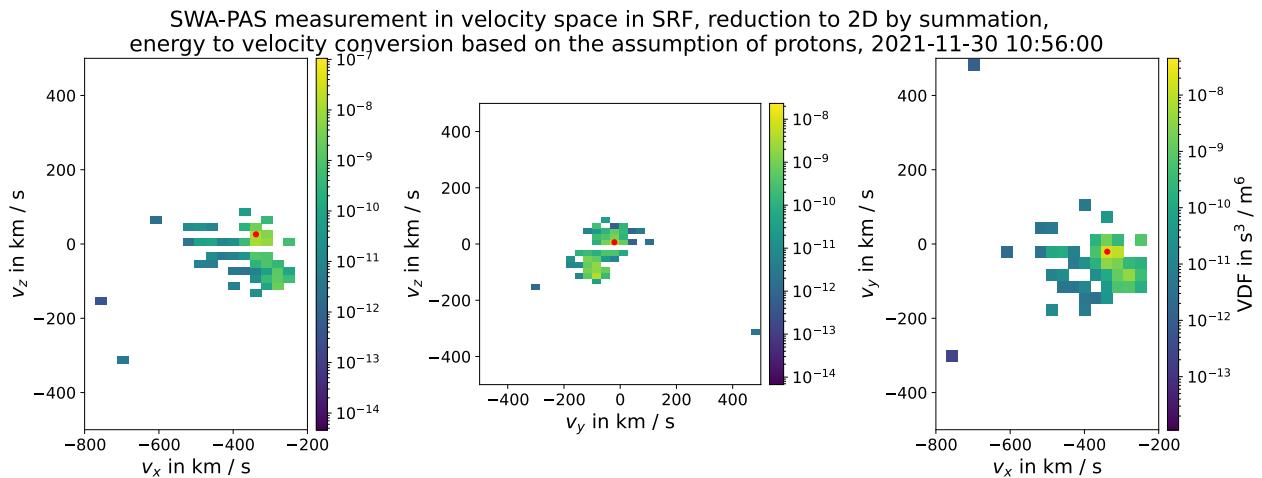


Abbildung 21: Der auch in Abbildung 20 dargestellte Zeitpunkt ist im Geschwindigkeitsraum dargestellt. Das Hauptmaximum der Verteilung ist jeweils rot markiert. Der Geschwindigkeitsraum ist in $60 \times 60 \times 60$ Bins unterteilt.

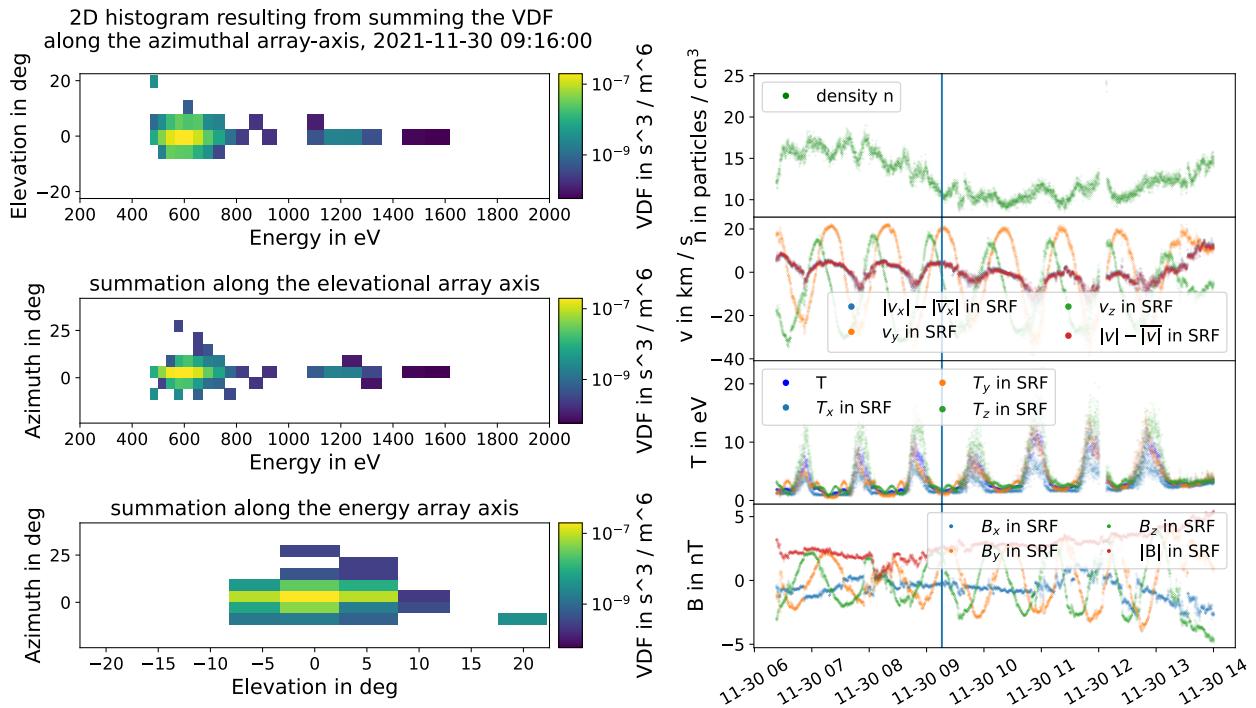


Abbildung 22: Die Abbildung entspricht Abbildung 20, zeigt allerdings einen anderen Zeitpunkt.

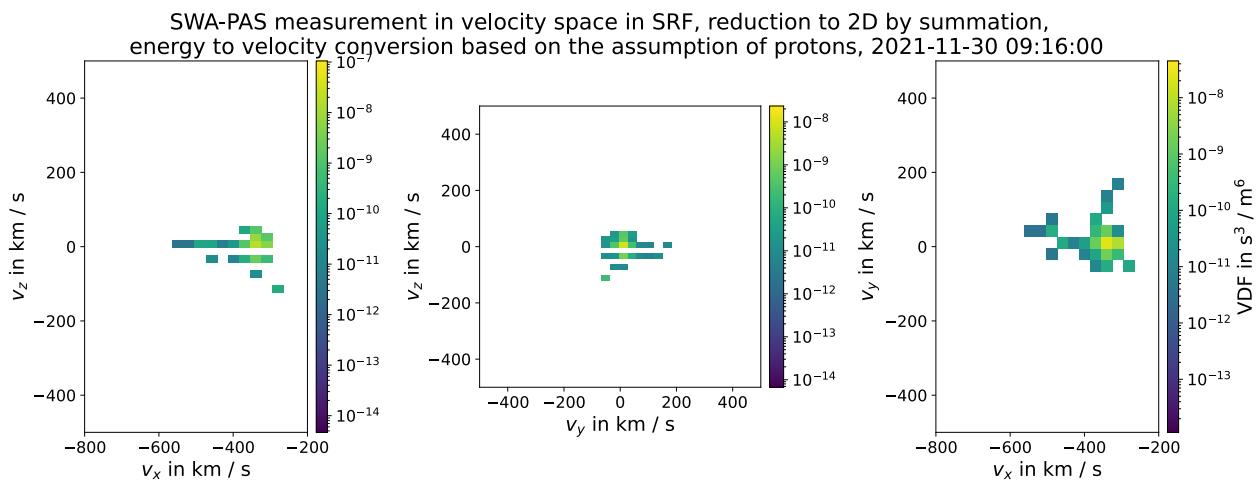


Abbildung 23: Der auch in Abbildung 22 dargestellte Zeitpunkt ist im Geschwindigkeitsraum dargestellt.

4.2 Anwendung der Wavelet-Transformation auf die Kalibrierungsrollen für RPW

Die Grundlagen der Wavelet-Transformation werden beispielsweise in Srivastava, 2018 beschrieben. Ausgangspunkt ist die Limitation der Fourier-Transformation, Änderungen von Frequenzen mit der Zeit nicht auflösen zu können. Ein möglicher Ansatz hierzu ist die Anwendung der Fourier-Transformation auf Zeitfenster (Short-Time-Fourier-Transform). Dieser Ansatz lässt sich verbessern, indem ein »skalierbares Fenster« verwendet wird, welches bei höheren abgetasteten Frequenzen zeitlich weniger Breit ist. Dies ist über die Verwendung von (i. A. quadratintegrablen) Wavelet-Funktionen $\Phi\left(\frac{t-\tau}{s}\right)$ mit einem Verschiebungspараметer τ zum zeitlichen Abtasten des Signals und einem Skalierungsparameter s zur Abtastung über Frequenzbereiche möglich (t ist die Zeit). Eine beispielhafte Wavelet-Transformation ist in Abb. 24 gezeigt. Das Beispielsignal weist jeweils fünf Sekunden lang eine konstante Frequenz auf. Trotz des einfachen Beispielsignals sind signifikante Unschärfen entlang der Achse der Periodendauer zu sehen. Zu beachten ist, dass die Frequenzanalyse instantan-lokal unter Anpassung des Skalierungsparameters stattfindet - würde die erste in Abbildung 24 gezeigte Frequenz 16 s, die zweite 8 s und die dritte 4 s andauern, sodass von jedem Signal gleich viele Perioden vorhanden wären, würden die Unschärfen in der Periode dennoch denen aus der Abbildung entsprechen.

Bei der in Abbildung 25 gezeigten Anwendung der Wavelet-Transformation auf die Komponenten der Protonengeschwindigkeit und Magnetfeldstärke zeigt sich die bei Rotation um die x-Achse mit Periodendauer $T = 1$ h erwartete Periodizität, welche im Einklang mit der in Abschnitt 4.1 gegebenen Deutung steht. Die Kalibrierungsrollen sind direkt in B_y , B_z , v_y und v_z , schwächer ausgeprägt indirekt über die Zweipopulation in v_x , der Protonendichte und -temperatur, nicht aber in B_x sichtbar. Als weitere vielversprechende Methode der instantanen Frequenzanalyse sei die Hilbert-Huang-Transformation erwähnt (Huang, 2014).

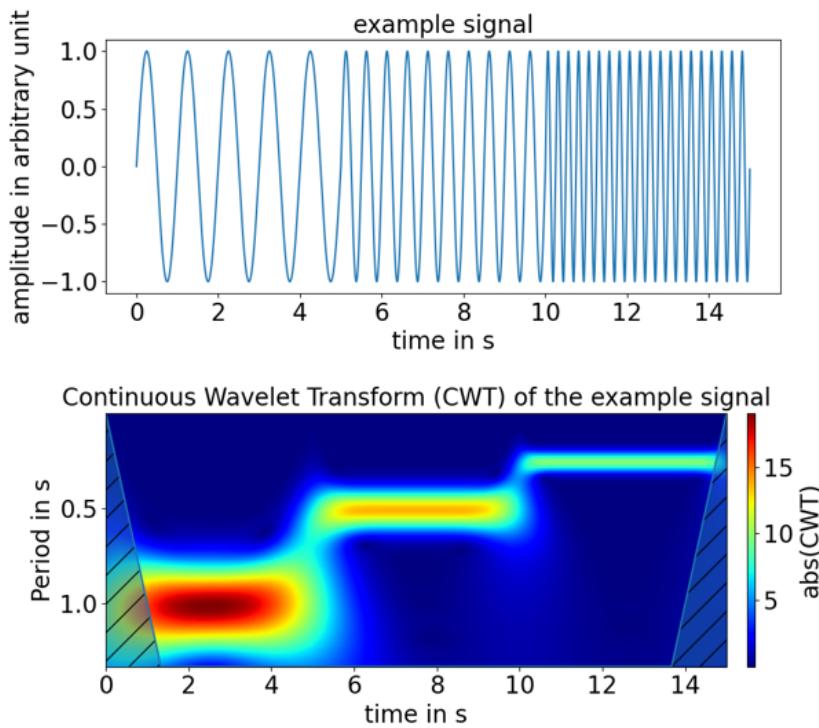


Abbildung 24: Beispiel einer Wavelet-Transformation (unten) zu einem Beispielsignal (oben). Das Beispielsignal ist eine Sinusfunktion mit alle fünf Sekunden veränderter Periodenlänge von erst einer Sekunde, dann einer halben Sekunde und schließlich einer viertel Sekunde. Schraffiert gezeichnet ist der Randeffektkegel (cone of influence), in welchem die Transformation durch Randeffekte gestört ist.

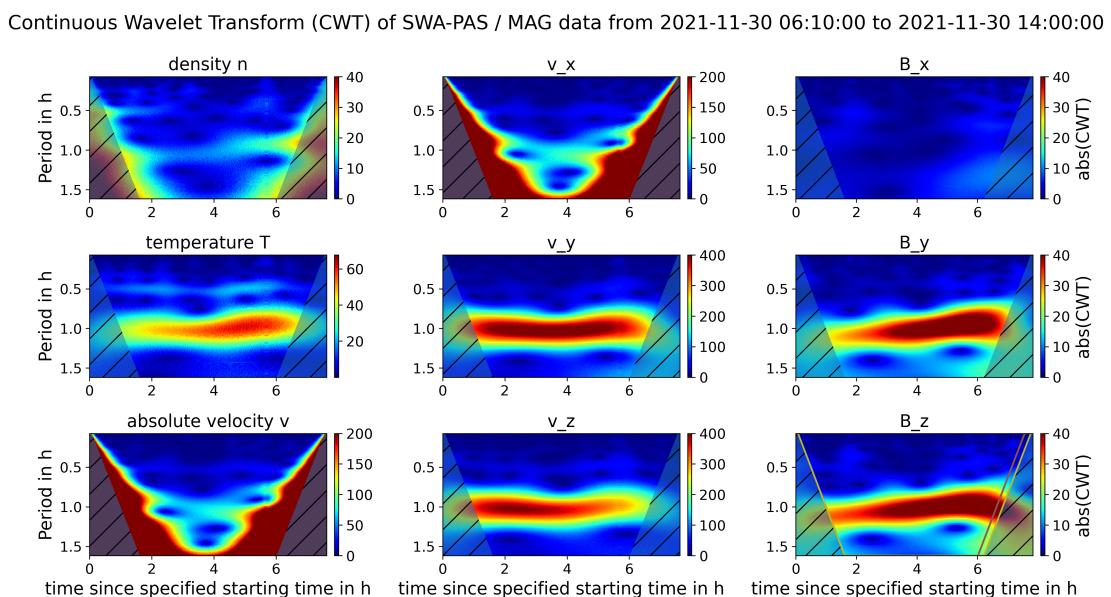


Abbildung 25: Anwendung der Wavelet-Transformation auf die Kalibrierungsrollen.

5 Radiale Evolution der Protonendichte und -temperatur des Sonnenwindes

In diesem Kapitel geht es um die Untersuchung der radialen Evolution der Protonendichte und -temperatur, was aufgrund der Heterogenität des Sonnenwindes kein triviales Unterfangen ist. Zunächst werden theoretische Erwartungen und Vergleichsergebnisse aus der Literatur eingeführt, daraufhin geht es um die weitere Vorbereitung der Messdaten und schließlich um verschiedene Untersuchungsansätze bezüglich der radialen Evolution. Die erhaltenen Ergebnisse werden am Ende dieses Kapitels aufgezählt.

5.1 Theoretische Erwartungen und Vergleichsergebnisse

Im Folgenden wird die theoretische Erwartung an die Protonendichte eingeführt und die Erwartung an die Evolution der Protonentemperatur diskutiert. Zudem geht es um die Vergleichsergebnisse von Hellinger u. a., 2011 und Perrone u. a., 2018 und die zugehörigen Vorgehensweisen.

5.1.1 Radiale Entwicklung der Protonendichte

Für ein stationär radialsymmetrisch expandierendes Plasma erwarten wir eine Entwicklung der Protonendichte mit $n \propto R^{-2}$, wie sie bereits an Hand von Messungen durch Mariner 2 erkannt werden konnte (Neugebauer und Snyder, 1966).

Basierend auf Helios-Daten und der Auswahl von neun Beobachtungen von ungestörten Sonnenwinden aus einem einzigen koronalen Loch fanden Perrone u. a., 2018 für die radiale Abhängigkeit der Protonendichte

$$n = (2,4 \pm 0,1) \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-(1,96 \pm 0,07)} \text{ cm}^{-3}$$

mit dem heliozentrischen Abstand R und $R_0 = 1AU$. »Ungestört« bezieht sich auf die Auswahl von Plateaus in der Geschwindigkeit bei zeitlich ungefähr konstanten Messwerten der Protonendichte, der Magnetfeldstärke und der spezifischen Entropie $S = \frac{T}{n^{\frac{3}{2}}}$. Dies ist im Sinne der Vermeidung der Auswahl von Interaktions- und Verdünnungsregionen (siehe auch Abschnitt 2.5.7). Durch die Beobachtung von Sonnenwindströmen gleichen Ursprungs sollen durch verschiedene Ursprünge verursachte Unterschiede vermieden werden. Solche nicht auf der radialen Evolution beruhende Unterschiede erschweren die Untersuchung der radialen Evolution.

Als weiteres Vergleichsresultat betrachten wir das ebenso basierend auf Helios-Daten erhaltene Ergebnis von Hellinger u. a., 2011

$$n \simeq 2,8 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-1,8} \text{ cm}^{-3}$$

Dieses Ergebnis basiert auf der Untersuchung von Sonnenwind mit Protonengeschwindigkeiten $v > 600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Als Grund für den im Vergleich zur theoretischen Erwartung langsameren radialen Abfall vermuten Hellinger u. a., 2011 Plasmakompression durch radiales Abbremsen des Sonnenwindes durch die Interaktion langsamer und schneller Sonnenwindströme. Ein Zusammenhang zur Methode des Fits, lineare Regression im logarithmischen Raum nach

$$n = a \left(\frac{R}{R_0} \right)^b \rightarrow \log n = \log \left(a \left(\frac{R}{R_0} \right)^b \right) = \log a + b \log \frac{R}{R_0} \stackrel{\tilde{a} := \log a}{=} \tilde{a} + b \log \frac{R}{R_0}$$

wird allerdings auch nicht ausgeschlossen. Perrone u. a., 2018 nutzen ebenfalls eine lineare Regression im logarithmischen Raum, allerdings unter Einbeziehung von Fehlern.

5.1.2 Radiale Entwicklung der Protonentemperatur

Für die radiale Entwicklung der Protonentemperatur $T(R)$ ist das Modell einer sphärisch-symmetrischen adiabatischen Expansion mit dem Profil $T(R) \propto R^{-\frac{4}{3}}$ nicht korrekt, da Faktoren wie ionische Wärmeleitung, Energiedeposition durch Wellen und Energieaustausch zwischen den Spezies nicht beachtet werden. Eine ausführliche Diskussion hierzu findet sich in J. D. Scudder, 2015. Auch die Vorhersage, dass bei sphärischer Expansion in einem radialsymmetrischen Magnetfeld die zum Feld parallele Temperatur T_{\parallel} konstant bleiben und die senkrechte mit $T_{\perp} \propto R^{-2}$ abnehmen solle, ist von dieser Problematik betroffen (Perrone u. a., 2018).

Perrone u. a., 2018 ermittelten basierend auf Helios-Daten und der im vorherigen Abschnitt angesprochenen Auswahl von schnellem Sonnenwind

$$T = (1,9 \pm 0,1) \cdot 10^5 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-(0,9 \pm 0,1)} \text{ K}$$

$$T_{\parallel} = (1,2 \pm 0,1) \cdot 10^5 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-(0,5 \pm 0,1)} \text{ K}$$

$$T_{\perp} = (2,3 \pm 0,1) \cdot 10^5 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-(1,0 \pm 0,1)} \text{ K}$$

Hellinger u. a., 2011 fanden

$$T \simeq 2,5 \cdot 10^5 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-0,74} \text{ K}$$

$$T_{\parallel} \simeq 2,7 \cdot 10^5 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-0,54} \text{ K}$$

$$T_{\perp} \simeq 2,4 \cdot 10^5 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{-0,83} \text{ K}$$

5.2 Einführung in die Untersuchung radialer Evolutionen über Messungen von Solar Orbiter

Ziel in diesem Kapitel ist die Untersuchung der radialen Entwicklung der Protonendichte und -temperatur gemessen über Solar Orbiter. Zur Verfügung stehen Messdaten beginnend im Juli 2021 und Mitte März 2022 endend. Allerdings fehlen im März die ergänzend genutzten Daten von MAG. Betrachten wir zunächst die Zeitreihe der Protonendichte, -temperatur, -geschwindigkeit, der magnetischen Feldstärke, σ_{\perp} und des heliozentrischen Abstandes (Abbildung 26). Diese enthält zahlreiche Datenlücken mit der zeitlich längsten um das Perihel im September 2021. Die gezeigten Sonnenwindparameter Protonendichte, -temperatur und -geschwindigkeit variieren auf kurzen wie auch längeren Zeitskalen. Kurzzeitige Variationen sind in dieser Darstellung nur noch als scheinbare Breite der Auftragung der abhängigen Variable sichtbar. Auf der Zeitskala mehrerer Tage sind in der Geschwindigkeit grob in schnell und langsam einteilbare Abschnitte und dazwischen liegende Übergänge sichtbar. Bezuglich der radialen Evolution ist eine Zunahme der Dichte bei sinkendem heliozentrischen Abstand erkennbar. In der Temperatur fällt es hier schwerer, einen eindeutigen Trend zu erkennen.

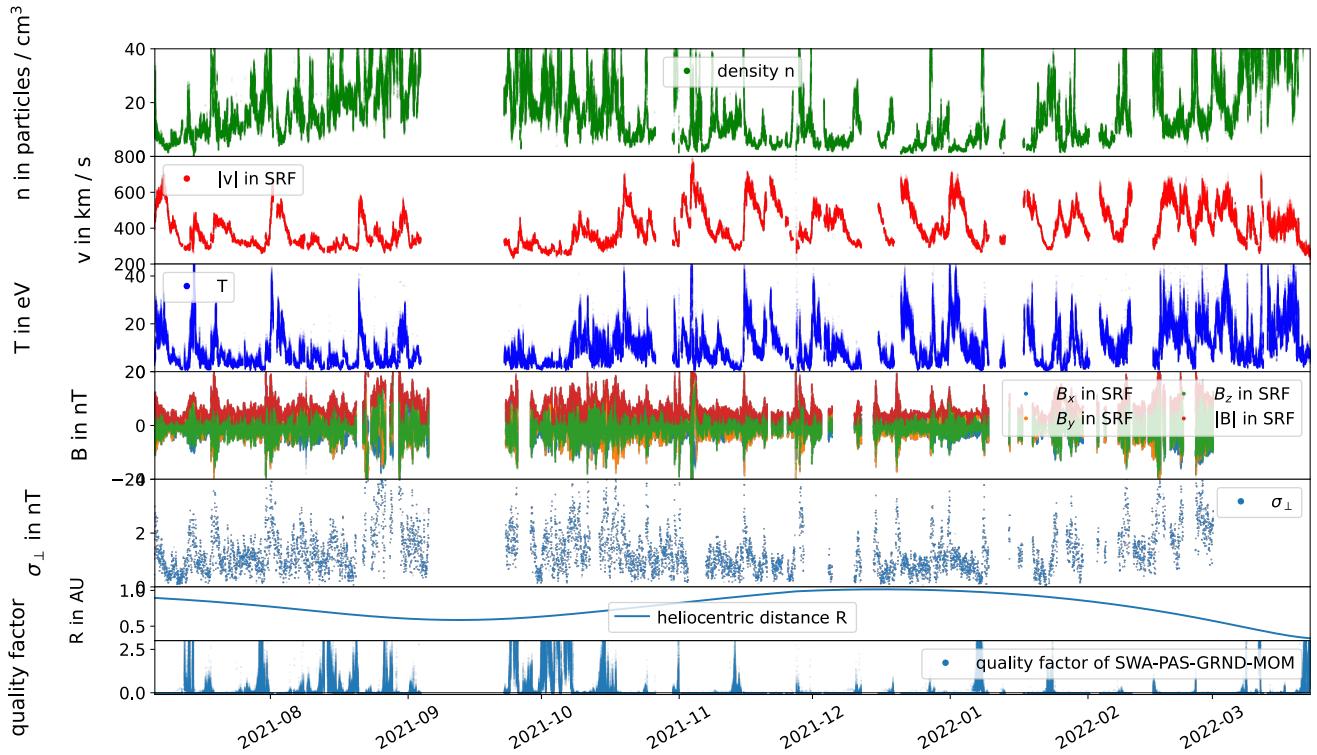


Abbildung 26: Zeitreihen der Protonendichte, -geschwindigkeit, -temperatur, der magnetischen Feldstärke, σ_{\perp} und des heliozentrischen Abstandes für den gesamten im Juli 2021 beginnenden Zeitraum.

5.2.1 Vorverarbeitung der Daten

Wie in Kapitel 4 diskutiert, werden die Zeiträume der Kalibrierungsrollen aus den Daten entfernt, da die Messergebnisse von den Rollen beeinflusst sind. Auch soll die Untersuchung der Gradienten nicht durch die Inklusion von ICMEs (vergleiche Abschnitt 2.3.2) verfälscht werden. Diesbezüglich entfernt wurden der Zeitraum vom 03. November 2021 bis zum 07. November 2021 und der Zeitraum vom 25. Januar 2022 bis zum 27. Januar 2022. Die zu den als ICMEs klassifizierten Ereignissen gehörigen Zeitreihen sind in Abbildung 27 dargestellt. Die Klassifizierung beruht auf den in Abschnitt 2.3.2 genannten Eigenschaften einer kontinuierlichen Rotation des Magnetfeldvektors (sichtbar über das Schneiden der Verläufe von Magnetfeldkomponenten bei nahezu konstantem Betrag) und zeitweise geringen Protonentemperaturen. Während des ersten exkludierten Zeitraums findet sich ein Abschnitt sehr hoher und einer sehr niedriger Protonentemperatur. Dies ist insbesondere direkt über die Breite der von PAS aufgenommenen Verteilungen sehr gut sichtbar, wie in Abbildung 28 gezeigt. Auch die Untersuchung der Geschwindigkeitsverteilungen von ICMEs ist hochinteressant (E. Marsch, Yao u. a., 2009).

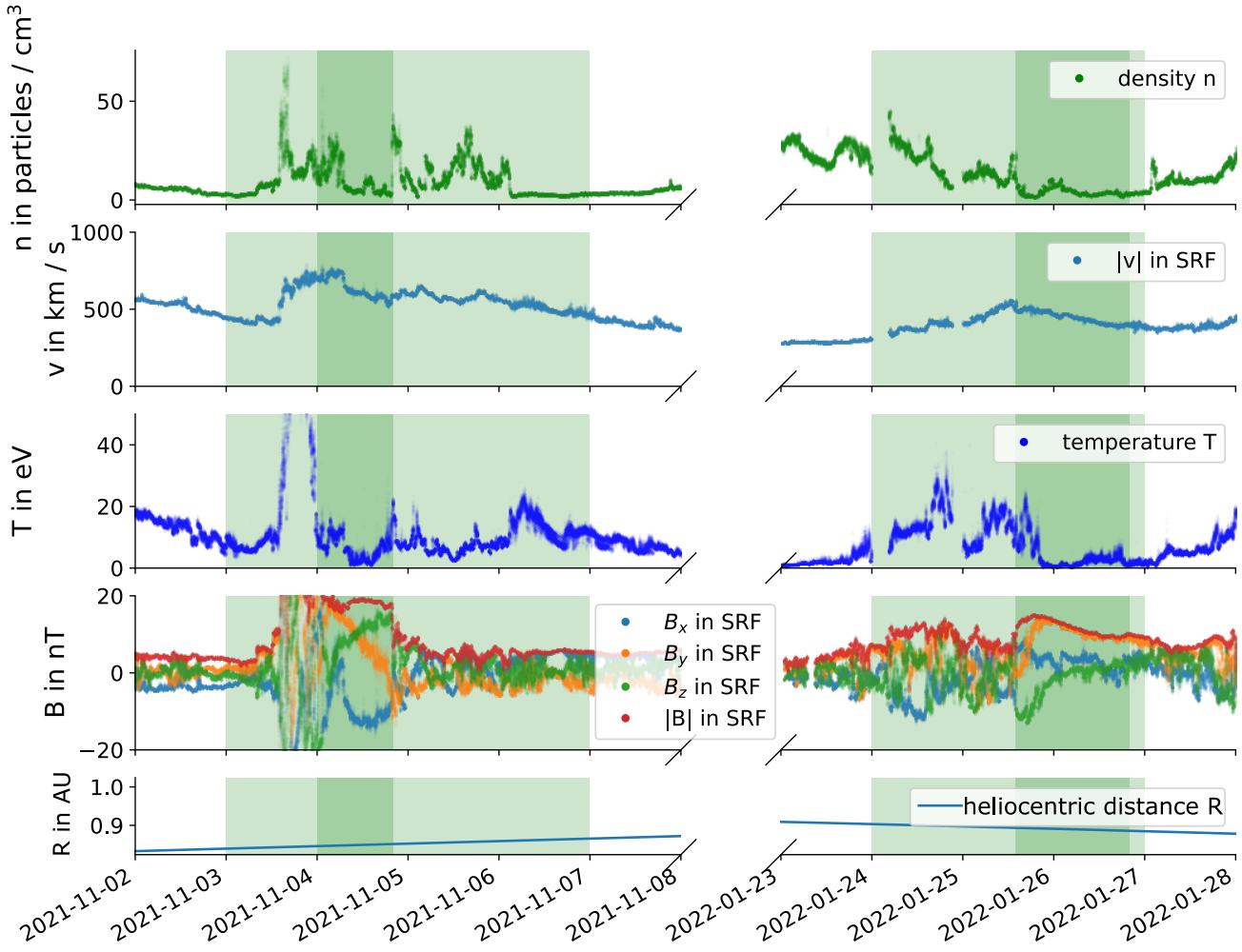
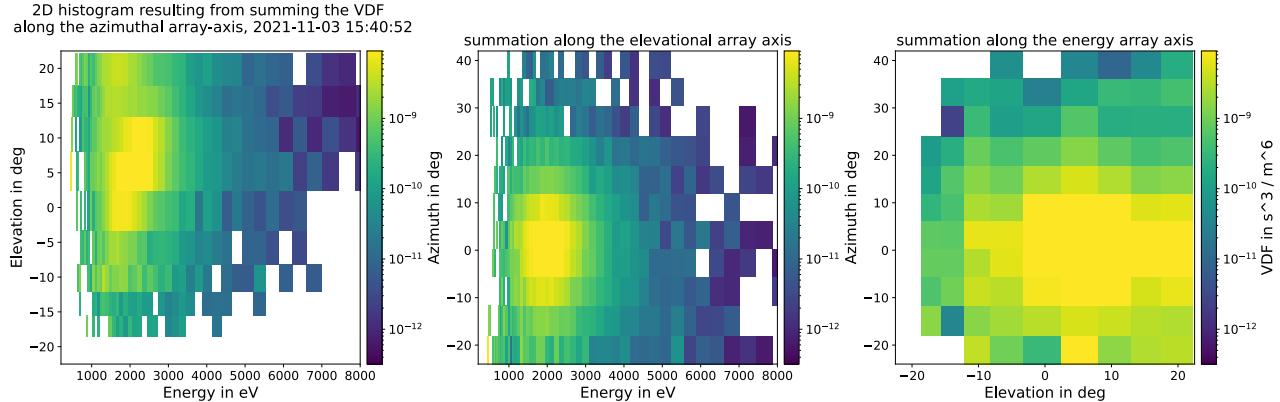


Abbildung 27: Als eine ICME enthaltend klassifizierte Zeitreihen. Dargestellt sind die Protonendichte, -geschwindigkeit, -temperatur, die magnetische Feldstärke, σ_{\perp} und der heliozentrischen Abstand. Die grün markierten Abschnitte wurden insgesamt entfernt. Zusätzlich durch einen tieferen Grünton gekennzeichnet sind Abschnitte mit kontinuierlicher Rotation des Magnetfeldvektors. Die erste Achsenmarkierung zu einem Datum kennzeichnet den Tagessbeginn, die zweite die Tagesmitte (12 Uhr).

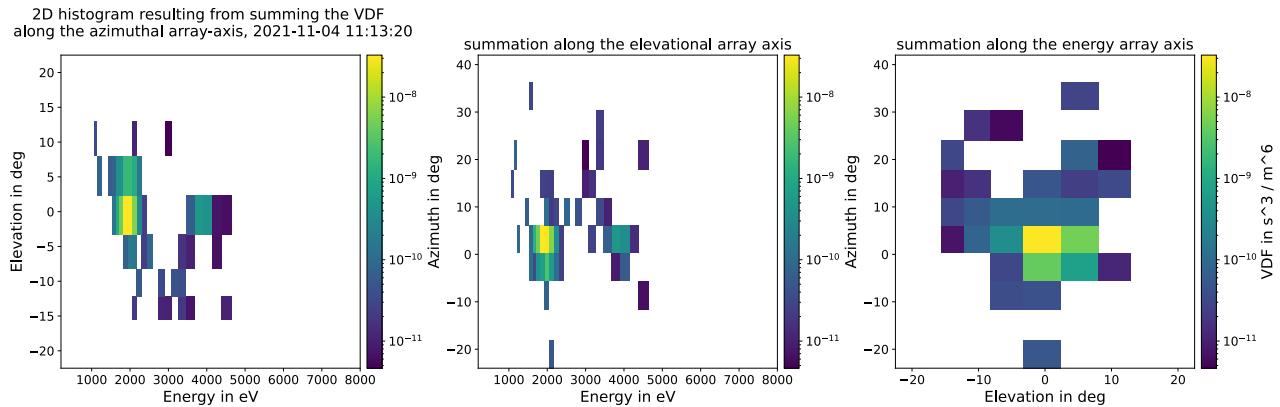
Auch der Tag mit dem geringsten Abstand von Solar Orbiter zur Erde, der 27. November 2021 (siehe https://www.esa.int/Science_Exploration/Space_Science/Solar_Orbiter/Solar_Orbiter_returns_to_Earth_before_starting_its_main_science_mission, letzter Abruf am 15.08.2022) wird aufgrund der anomalen Beobachtungen von PAS und MAG¹³ aus den Daten exkludiert.

Insgesamt aus den Daten entfernt wurden die in Tabelle 2 gelisteten Zeiträume.

¹³Beim geringsten Abstand zur Erde (460 km) gegen 4:30 UTC wurde eine Feldstärke von über 20000 nT verzeichnet, da Solar Orbiter in die Magnetosphäre eingetaucht ist.



(a) Über Projektionen visualisierte von PAS aufgenommene 96x11x9 Matrix zu einem Zeitpunkt sehr hoher Temperatur kurz vor der magnetischen Wolke.



(b) Über Projektionen visualisierte von PAS aufgenommene 96x11x9 Matrix zu einem Zeitpunkt sehr niedriger Temperatur innerhalb der magnetischen Wolke.

Abbildung 28: Von PAS aufgenommene Verteilungen zu zwei Zeitpunkten während des aus den Daten entfernten Zeitraumes vom 03. November 2021 bis zum 07. November 2021.

Zudem werden radial nur Spalten mit mehr als 500 Datenpunkten in den Fit miteinbezogen, wie beispielhaft in Abschnitt 5.3 erläutert.

Entfernter Zeitraum	Begründung
12. bis 14. Oktober 2021	Kalibrierungsrollen
3. bis 7. November 2021	ICME
27. November 2021	Vorbeiflug an der Erde
29. November bis 4. Dezember 2021	Kalibrierungsrollen
24. bis 27. Januar 2022	ICME

Tabelle 2: Tabelle der entfernten Zeiträume

5.2.2 Verwendete Fit-Methode

Die quantitativen Untersuchungen der radialen Evolutionen der Sonnenwindparameter geschehen im Folgenden durch Fits. Angewandt wird die

- **Orthogonale Distanzregression (orthogonal distance regression, ODR):** Bei der orthogonalen Distanzregression (Boggs u. a., 1988) können sowohl Fehler in der abhängigen Variable als auch der unabhängigen Variable (im Folgenden stets der heliozentrische Abstand R) beachtet werden, da der zur Kurve senkrechte Abstand von Modell- und Zielfunktion minimiert wird. Beziiglich der Anwendung werden die Messdaten zunächst in gleich große aneinanderliegende Fenster im Radius unterteilt. Die Fenstergröße gibt den Fehlerbereich in R an. Für jedes dieser Fenster wird die Verteilung der Messwerte der abhängigen Variable betrachtet und diese schließlich auf ihr Maximum (gekennzeichnet über »fit to columnwise maximum«) und die Standardabweichung als Fehler reduziert. Die ODR wird stets mit den Standardwerten der Implementation von SciPy aufgerufen (<https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/odr.html>, letzter Abruf am 20.08.2022), welche wiederum auf ODRPACK aus FORTRAN-77 zurückgreift.

5.2.3 Notwendigkeit der Differenzierung des Sonnenwindes zur Untersuchung der radialen Evolution

In Perrone u. a., 2018 wurde die Untersuchung der radialen Entwicklung von Sonnenwindparametern auf die ausgewählten Plateaus und bei Hellinger u. a., 2011 auf Sonnenwind mit Protonengeschwindigkeiten $v > 600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ begrenzt. Unter Annahme der Unabhängigkeit der radialen Entwicklung der Sonnenwindparameter vom Sonnenwindtyp und der Unabhängigkeit des Auftretens unterschiedlicher Sonnenwindtypen vom heliozentrischen Abstand oder alternativ signifikanter Dominanz eines Sonnenwindtyps wäre eine Einschränkung auf einen Sonnenwindtyp bei ausreichender radialer Mittelung nicht nötig.

Solange wir keine Magnetfelddaten nutzen wollen, können wir auch die im März vorhandenen Messungen, welche als erste den Bereich zwischen 0,3 AU und 0,6 AU abdecken, miteinbeziehen. Sobald Einschränkungen vorgenommen werden, ist dieser Bereich im heliozentrischen Abstand statistisch problematisch, da nur die Daten einer Zeitreihe kurzer Dauer hierzu vorliegen. Im radialen Bereich von 0,3 bis 0,6 AU liegen ca. 11 % der Messdaten, im radial gleich großen Bereich von 0,6 bis 0,9 AU 62 %. Von den Datenpunkten im radialen Bereich zwischen 0,3 bis 0,6 AU wiederum weisen nur ca. 1% eine Geschwindigkeit über $600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ auf.

In Abbildung 29 sind Fits an die Protonendichte und -temperatur ohne Einschränkung des Sonnenwindes zu sehen. Basierend auf der ODR erhalten wir bereits ohne Sonnenwinddiffe-

renzierung im Exponenten mit Perrone u. a., 2018 im Fehlerbereich übereinstimmende Ergebnisse. Es fällt allerdings auch auf, dass die Verteilungen entlang der abhängigen Variable (Protonentemperatur beziehungsweise -dichte) entsprechend der Erwartung unterschiedlicher Sonnenwindtypen wie auch Interaktions- und Verdünnungsregionen breit sind und mehr oder weniger stark ausgeprägte lokale Maxima aufweisen. Betrachten wir die Zeitreihe der Geschwindigkeit in Abbildung 26, ist zu erkennen, dass langsamer Sonnenwind, wie für das solare Aktivitätsminimum typisch, dominiert.

In Abbildung 30 ist die direkt auf die Messpunkte angewandte linearen Regression im logarithmischen Raum gezeigt. Der Fit wird mit der Wurzel der abhängigen Variable gewichtet, um einer höheren Gewichtung kleiner Werte durch den Übergang in den logarithmischen Raum¹⁴ entgegenzuwirken¹⁵. Das über diesen Fit erzielte Ergebnis weicht insbesondere im Exponenten des Temperaturfits um 0,4 von dem in Abbildung 29 dargestellten ab, liegt aber weiterhin im in Abbildung 29 dargestellten Fehlerbereich. Die Unterschiede im Vorfaktor sind über die im Logarithmischen gut sichtbare hohe Breite der Verteilung entlang der abhängigen Variable erklärbar. Die in Abbildung 30 farblich dargestellten Protonengeschwindigkeiten motivieren eine Differenzierung des Sonnenwindes nach der Geschwindigkeit, zeigen aber auch die Limitation (siehe auch Abschnitt 2.5.6) dieses Ansatzes, da die verschiedenen Farbbereiche ineinander übergehen.

Der beispielhaft im Logarithmischen durchgeführte Fit zeigt, dass eine genauere Untersuchung die Anwendung und Diskussion verschiedener Fit-Methoden beinhalten müsste.

Über das breite 1-Sigma Intervall in Abbildung 29 zeigt sich, dass dem Übereinstimmen mit den Ergebnissen von Perrone u. a., 2018 statistisch kein allzu hohes Gewicht zugewiesen werden kann.

¹⁴In der linearen Regression von Y wird die Summe $\sum_i (\Delta Y)^2$ mit der Abweichung ΔY_i zwischen Datenpunkt und Fit minimiert. Für $Y = \log y$ folgt $\Delta Y_i = \Delta \log y_i = \log(y_i + \Delta y_i) - \log y_i = \log \frac{y_i + \Delta y_i}{y_i} = \log\left(1 + \frac{\Delta y_i}{y_i}\right) \approx \frac{\Delta y_i}{y_i}$, sodass kleine Werte bei der Minimierung stärker ins Gewicht fallen.

¹⁵Dieses Vorgehen ist unter Annahme eines Gaußschen Fehlers typisch, wovon wir hier allerdings nicht ausgehen können. Eine genauere Betrachtung überschreitet den Rahmen dieser Arbeit.

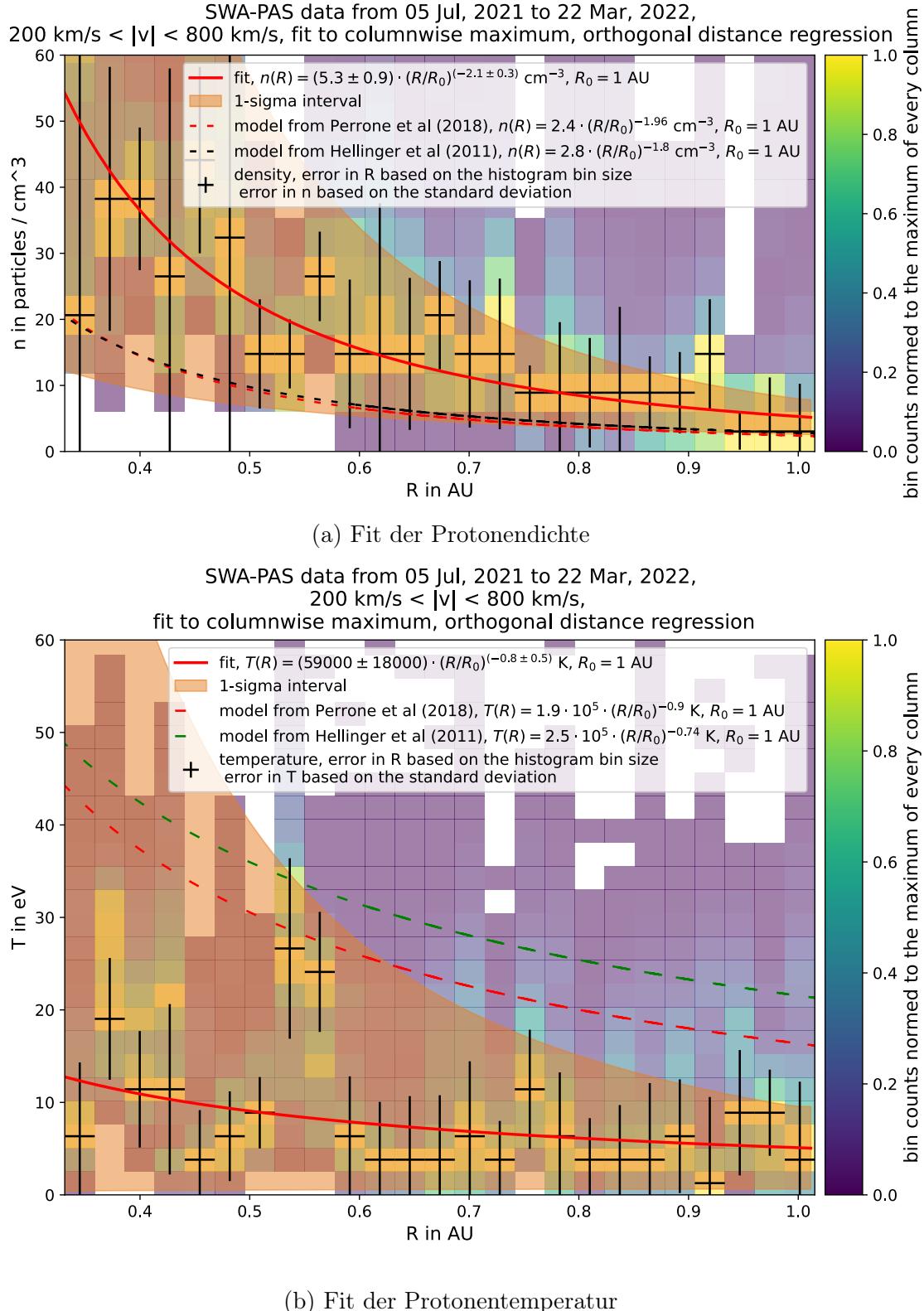


Abbildung 29: Dargestellt sind 2d-Histogramme mit Fits zu der radialen Evolution der Protonendichte (oben) und -temperatur (unten) ohne Differenzierung des Sonnenwindes. Zum Fit werden die angekreuzten Maxima der Spalten verwendet. Der Bereich der abhängigen Variable wird insgesamt in 60, der des heliozentrischen Abstands R in 25 Bins unterteilt.

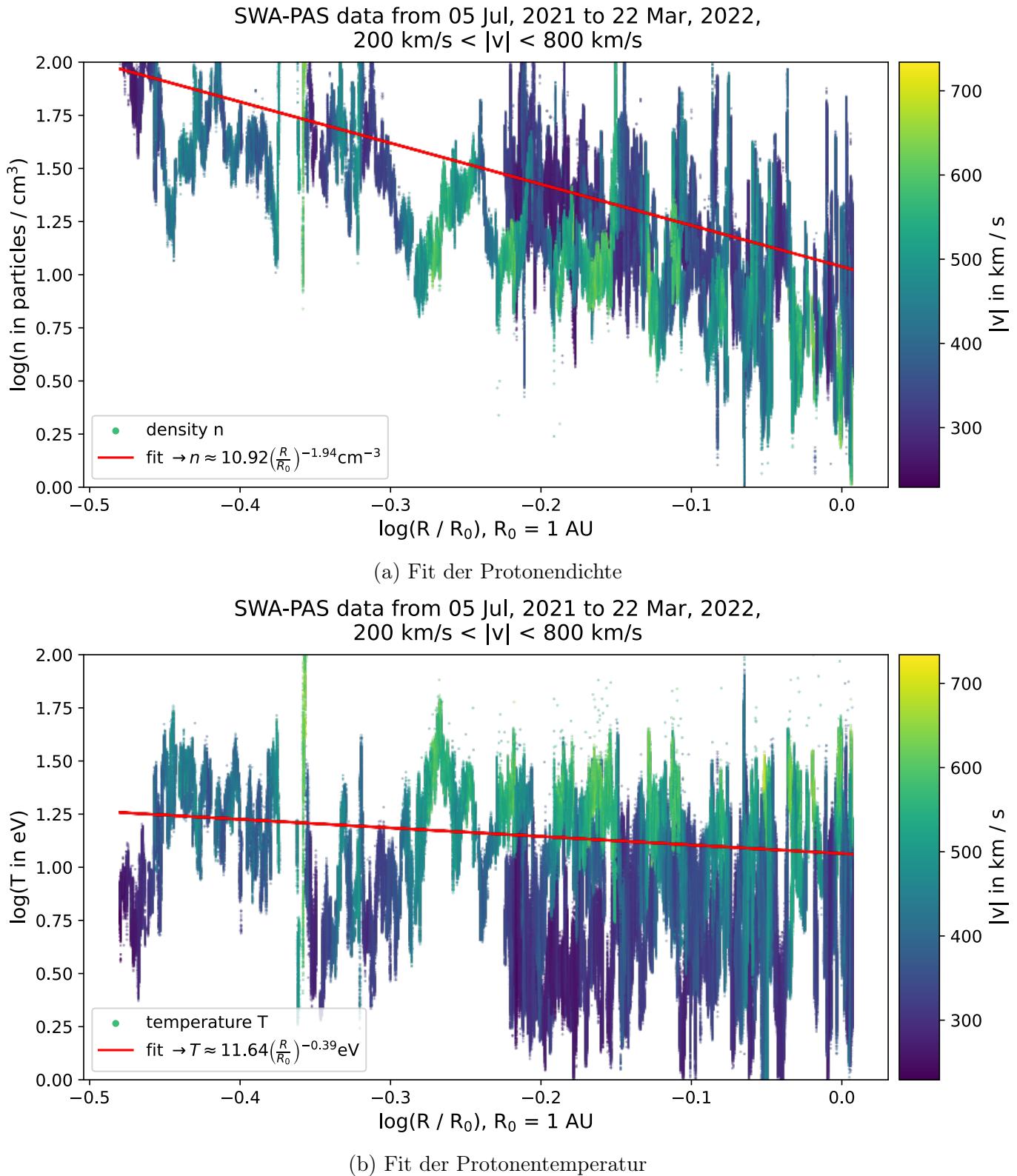


Abbildung 30: Im Vergleich zu Abbildung 29 wurden die Fits hier im logarithmischen Raum mit einer Gewichtung der abhängigen Variable nach ihrer Wurzel durchgeführt.

5.2.4 Betrachtete Untersuchungsansätze

Im Folgenden soll die Untersuchung der radialen Entwicklung der Protonendichte- und temperatur unter verschiedenen Ansätzen der Betrachtung einer eingeschränkten Auswahl von Sonnenwind (beispielsweise eingeschränkt auf einen bestimmten Bereich der Protonengeschwindigkeit) geschehen. Die klassische Einteilung in einen schnellen und einen langsamen Sonnenwind (vergleiche Tabelle 1) und das Vorgehen von Hellinger u. a., 2011 motivieren den Ansatz über die Differenzierung nach der Geschwindigkeit. Unter Bezug auf Abschnitt 2.5.7 und das Vorgehen von Perrone u. a., 2018 wird ein Ansatz über die Auswahl von Plateaus betrachtet.

Im zeitlichen Dichteverlauf in Abbildung 26 ist ersichtlich, dass die untere Einhüllende vom heliozentrischen Abstand abhängt. Dies motiviert einen Ansatz der Auswahl von Abschnitten minimaler Dichte, was zumeist der Auswahl von Verdünnungsregionen entspricht (vergleiche die Abbildung 6 der Beispielzeitreihe). Dieser Ansatz wird im Folgenden aus Zeitgründen nicht diskutiert.

5.3 Ansatz der Differenzierung über die Protonengeschwindigkeit

Die Untersuchung wird sich im Folgenden auf schnellen Sonnenwind beschränken, obwohl insbesondere ein Vergleich der Entwicklung der Temperatur zwischen langsamem und schnelllem Sonnenwind wegen der höheren Alfvénizität von schnelllem Sonnenwind von Interesse wäre. Die Auswahl von schnelllem Sonnenwind ist wegen der geringeren Variabilität des schnellen Sonnenwindes weniger problematisch als die des langsamen Sonnenwindes und erlaubt zudem einen besseren Bezug auf die Vergleichsergebnisse aus Abschnitt 5.1. Einschränkend ist zu beachten, dass ca. 68 % der verwendeten Daten zwischen $300 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ und $500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ liegen, 19 % über $500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ und nur 3% über $600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Für eine Auswahl nach der Geschwindigkeit sind weniger Datenpunkte zu schnellen Sonnenwindströmen vorhanden. Die betrachteten Daten liegen im solaren Aktivitätsminimum. Im solaren Aktivitätsminimum gibt es im Vergleich zum solaren Maximum weniger, aber dafür länger andauernde Perioden schneller Sonnenwindströme aus koronalen Löchern. Auch Perrone u. a., 2018 betrachteten einen Zeitraum im solaren Aktivitätsminimum, sodass bessere Vergleichbarkeit zwischen deren und unserem Datensatz vorliegt. Eine Einschränkung auf das solare Aktivitätsminimum (oder auch -maximum) ist vorteilhaft, da sich die Sonnenwindparameter systematisch zwischen Aktivitätsmaximum und -minimum unterscheiden (Zerbo und J. D. Richardson, 2015).

Entsprechend der Protonengeschwindigkeitsangabe für schnellen Sonnenwind in S. R. Cranmer, 2005 wählen Hellinger u. a., 2011 eine Auswahl von Sonnenwind mit Protonengeschwindigkeiten $v > 600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Gegenüber einer Auswahl von schnelllem Sonnenwind mit der Unter-

grenze $500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, wie mit Steven R. Cranmer u. a., 2017 kompatibel, kann der Einfluss von Interaktions- und Verdünnungsregionen verkleinert, aber nicht verhindert, werden. Mit zunehmender Geschwindigkeitsuntergrenze wächst allerdings auch der nicht ausgewählte Anteil von Sonnenwind, welchen man beispielsweise aufgrund seiner elementaren Zusammensetzung oder den Ladungszuständen (vergleiche den Abschnitt »Phänomenologische Differenzierungsmöglichkeiten des Sonnenwindes«) als schnellen Sonnenwind aus einem koronalen Loch identifizieren würde.

In Abbildung 31 sind Zeitreihen von Sonnenwindparametern zu zwei Zeitfenstern mit schnellem Sonnenwind gezeigt. Im oberen Beispiel sorgt eine Untergrenze bei $500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ für eine zusätzliche Auswahl von Abschnitten der Interaktions- und Verdünnungsregion. Im unteren Beispiel ist durch die Auswahl über eine Untergrenze von $600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ ein von der Interaktion zwischen langsamem und schnellem Sonnenwind beeinflusster Bereich markiert, in welchem Protonendichte und -temperatur im Vergleich zum restlichen schnellen Sonnenwindstrom erhöht sind. Sowohl eine Untergrenze von $500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ als auch $600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ sind also problematisch. Allgemein ist eine feste Untergrenze problematisch, da hierdurch Verdünnungsregionen zu variablen Anteilen inkludiert werden, wie für die $500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ -Untergrenze im Vergleich zwischen Abbildung 31a und 31b sichtbar ist.

Wir haben nun allgemeine Problematiken einer Auswahl über die Geschwindigkeit diskutiert. Allerdings ist auch die Auswahl unter Beachtung der radialen Evolution zu problematisieren. Als mögliche Ursache der geringeren radialen Gradienten, welche Perrone u. a., 2018 über die Plateau-Auswahl nicht bestätigen konnten, vermuten Hellinger u. a., 2011 ein radiales Abbremsen schneller Sonnenwindströme durch die Interaktion mit langsamen Sonnenwindströmen. Durch die Geschwindigkeitsauswahl über eine radial konstante Untergrenze würde eine leichte Entschleunigung aber auch die Sonnenwindauswahl systematisch verändern und so die Ergebnisse verfälschen. Für die Untersuchung einer solchen radialen Systematik fehlt es in dieser Arbeit jedoch an Statistik, da die schnellen Sonnenwinde auch bei gleichem heliozentrischen Abstand in verschiedenen Geschwindigkeiten auftreten.

Der in Abbildung 31a gezeigte Sonnenwind mit einer Auswahl der Protonendichte und -temperatur basierend auf $v > 600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ ist in Abbildung 32 mit zwei Sonnenwindströmen nahe 1 AU verglichen. Die nahe 1 AU gemessenen Sonnenwindströme (rechts) zeigen insgesamt und insbesondere abschnittsweise eine erhöhte Temperatur im Vergleich zum links dargestellten Sonnenwindstrom, welcher einen geringeren heliozentrischen Abstand aufweist. Die insgesamt vergleichsweise hohe Temperatur (von über 20 eV) kann Hinweis auf eine abweichende Ursprungsregion im Vergleich zu den anderen beobachteten schnellen Sonnenwindströmen sein (Zhao und Landi, 2014).

Eine Inklusion dieser beiden Sonnenwindströme in die Untersuchung der radialen Evolution

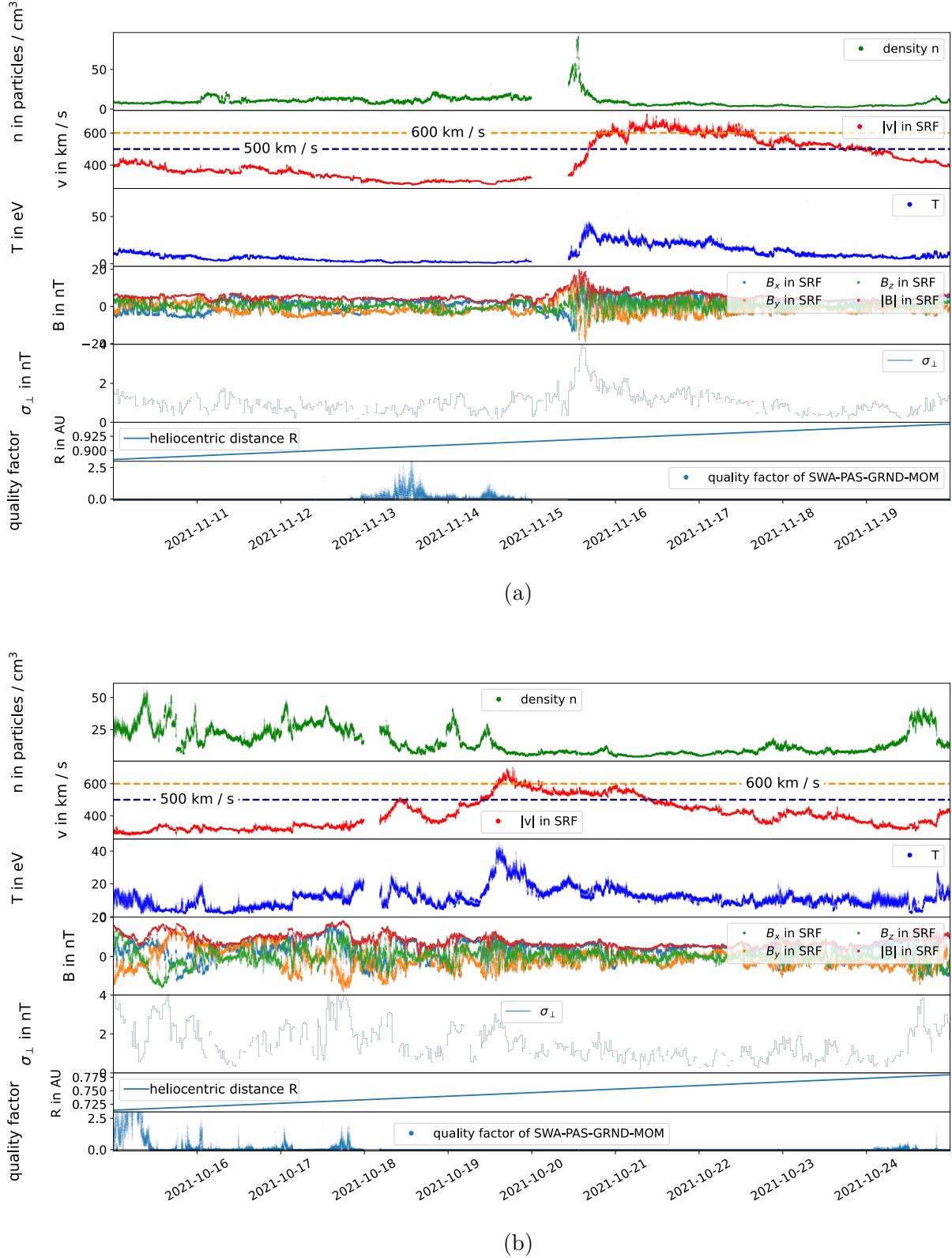


Abbildung 31: Gezeigt sind Zeitreihen zu zwei Zeitfenstern mit schnellen Sonnenwinden. Eingezeichnet sind in der Darstellung der Protonengeschwindigkeit mögliche Untergrenzen einer Auswahl von schnellem Sonnenwind, $500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ (dunkelblau) und $600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ (orange).

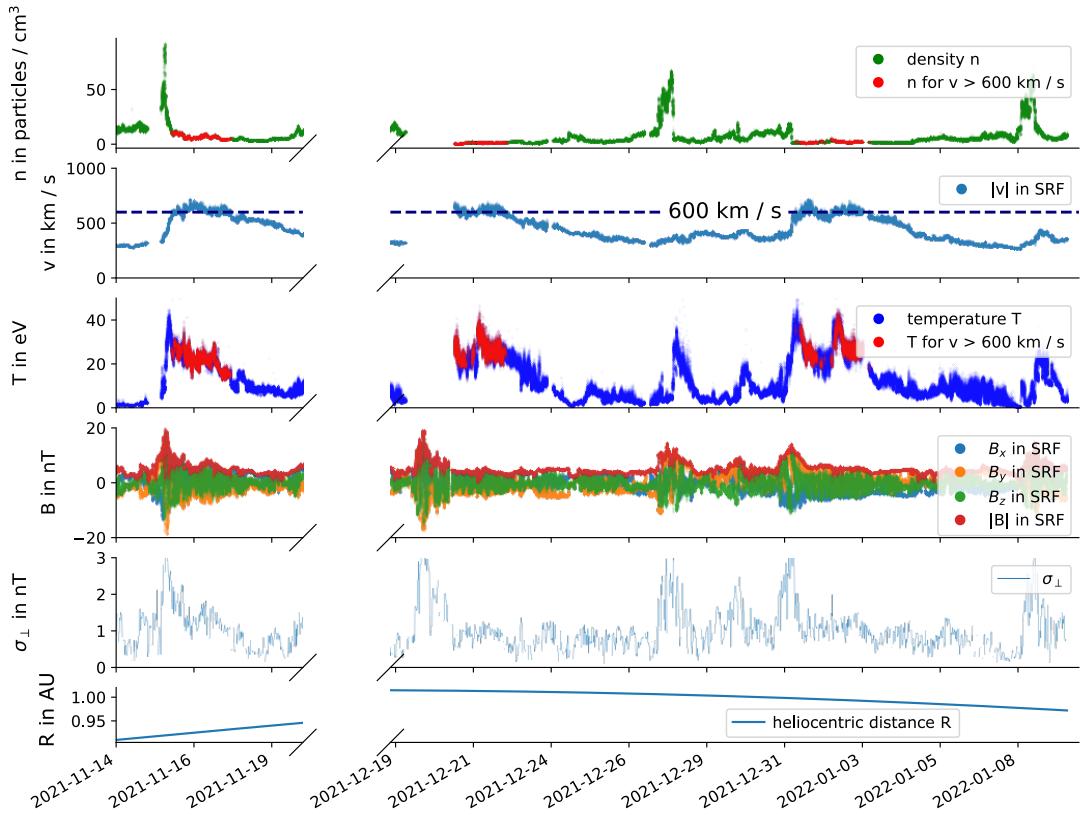


Abbildung 32: Vergleich von zwei Zeitfenstern, in welchen schneller Sonnenwind ausgehend von dem Kriterium $v > 600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ ausgewählt wurde. Der links dargestellte Zeitbereich geht vom 15. bis zum 19. November 2021 (jeweils Tagesbeginn), der rechts dargestellte vom 20. Dezember 2021 bis zum 09. Januar 2022 (auch jeweils Tagesbeginn).

von Protonendichte und -temperatur beeinflusst die berechneten Gradienten bei einer Auswahl $v > 600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, wie in Abbildung 34 zu sehen. Eine Auswahl von $v > 600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ hat, wie die Abbildungen 31 und 32 zeigen, auch Nachteile, welche sich wegen der geringen Datenmenge zu dieser Geschwindigkeitsuntergrenze besonders stark auswirken (siehe Abbildung 34)¹⁶. Während das über die Untergrenze $600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ erhaltene Ergebnis für die Protonendichte auch plausibel ist, ist es der gefundene radiale Anstieg der Temperatur nicht. Dementsprechend entscheiden wir uns hier trotz der diskutierten Probleme für eine Geschwindigkeitsuntergrenze von $500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$.

In Abbildung 33 ist die Anzahl an Datenpunkten der Spalten (radiale Bins) aus Abbildung

¹⁶Bei einer Untergrenze von $500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ werden ca. 19% der Datenpunkte ausgewählt, bei $600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ nur ca 3%.

34 zu sehen. Es finden sich auch Spalten mit wenigen oder nur einem Datenpunkt (zum Beispiel Spalte 5). Da bei zu wenig Statistik die Berechnung der Standardabweichung, auf welcher der in der ODR genutzte Fehler basiert, nicht aussagekräftig ist, werden Spalten mit weniger als 500 Datenpunkten aus den Daten für den Fit exkludiert. 500 Datenpunkte werden als Untergrenze gewählt, um in den Verteilungen der Spalten hinreichend große Statistik vorliegen zu haben.

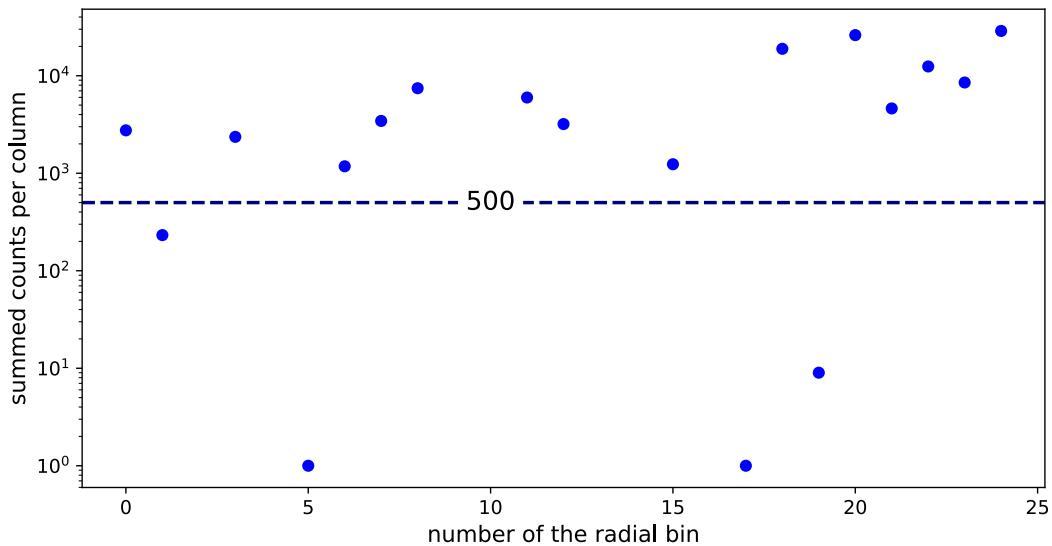


Abbildung 33: Dargestellt ist die Anzahl an Datenpunkten innerhalb der Spalten (radiale Bins) aus Abbildung 34.

Die Ergebnisse bei einer Geschwindigkeitsuntergrenze von $500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ sind in Abbildung 35 gezeigt. Im Vergleich zu Abbildung 34 ist zu erkennen, dass erwartungsgemäß eine bessere radiale Abdeckung mit Datenpunkten besteht. Im Fehlerbereich stimmt der ermittelte Exponent der abhängigen Variable jeweils mit (Hellinger u. a., 2011) und Perrone u. a., 2018 überein. Über einer um den Fit zentrierten Verteilung der Temperatur in Abbildung 35a fallen vier Spalten auf, in welchen die Verteilungsmaxima in etwa auf dem Temperaturverlauf nach Hellinger u. a., 2011 liegen. Wie allerdings in Abbildung 34 sind die durch das 1-Sigma Intervall gekennzeichneten Fehlerbereiche auch in Abbildung 35 sehr groß, wovon die später diskutierten Ansätze ebenso betroffen sind.

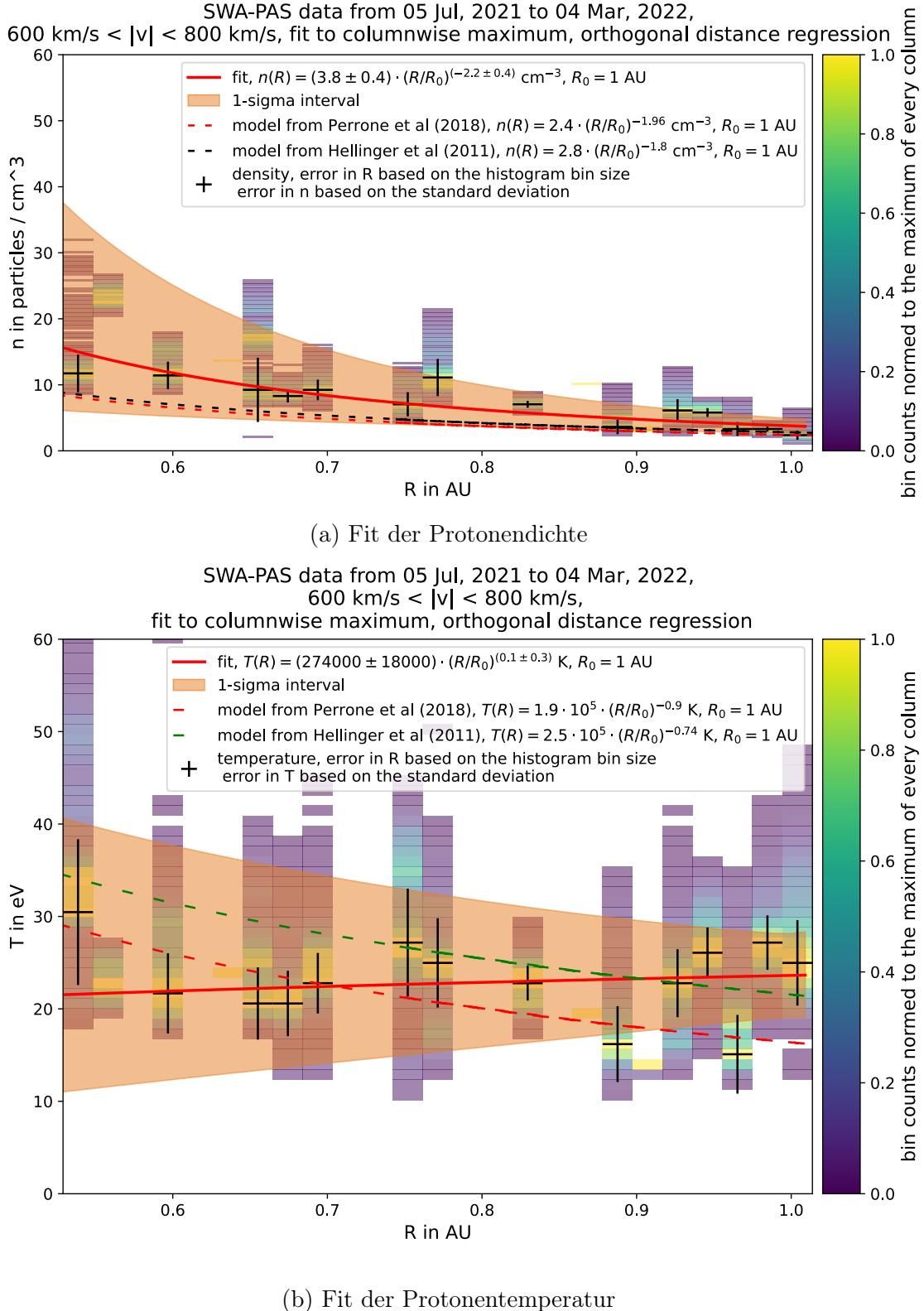


Abbildung 34: Fits zu der radialen Evolution der Protonendichte und -temperatur bei einer Auswahl nach einer Protonengeschwindigkeit $v > 600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$.

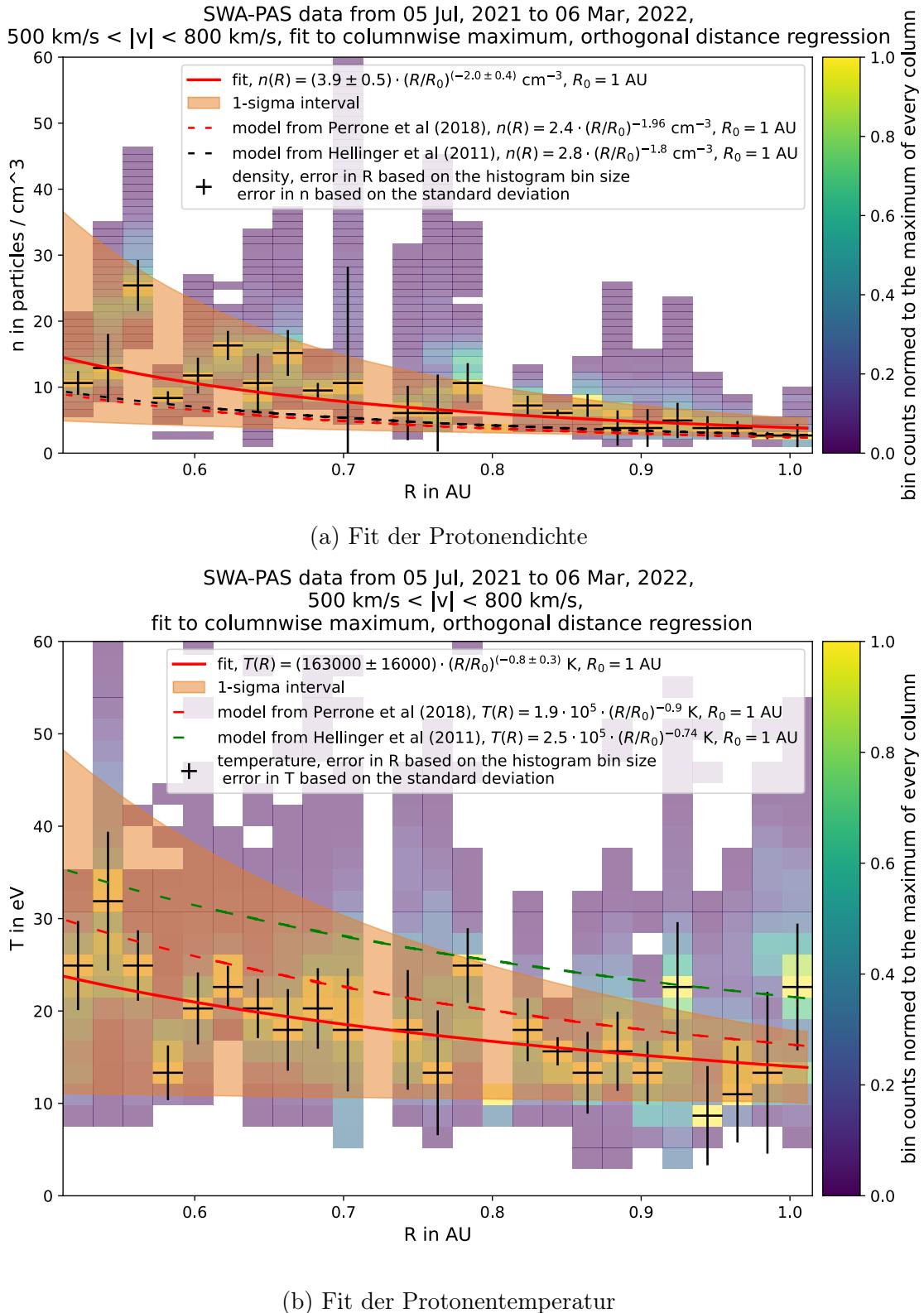


Abbildung 35: Fits zu der radialen Evolution der Protonendichte und -temperatur bei einer Auswahl nach einer Protonengeschwindigkeit $v > 500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$

5.4 Ansatz über σ_{\perp}

Insbesondere im Fit der Temperatur in Abbildung 35b ist erkennbar, dass die durch die Geschwindigkeitsgrenze $500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ getroffene Auswahl weiterhin sehr heterogen ist, wobei dies wie diskutiert damit zusammenhängt, dass wir nicht nur ungestörten schnellen Sonnenwind ausgewählt haben. Ein möglicher Ansatz ist die Einschränkung über die in Abschnitt 3.6 eingeführte die Magnetfeldfluktuationen charakterisierende Größe σ_{\perp} . Der Einfluss einer Einschränkung von σ_{\perp} auf den Bereich 0.9 bis 1.1 nT über die Geschwindigkeitsselektion aus dem vorherigen Abschnitt hinaus ist in Abbildung 36 gezeigt. Die Einschränkung bezüglich σ_{\perp} ist in der Lage, die Selektion in Bezug auf die Temperatur zu homogenisieren.

In Abbildung 37 ist die Abhängigkeit des Exponenten des Fits der Protonentemperatur von der Auswahl von σ_{\perp} gezeigt. Im Bereich höchster Statistik fluktuiert dieser um 1 herum. Um die Auswahl über σ_{\perp} besser durchführen und beurteilen zu können, wären die Messdaten der nächsten Monate sehr hilfreich.

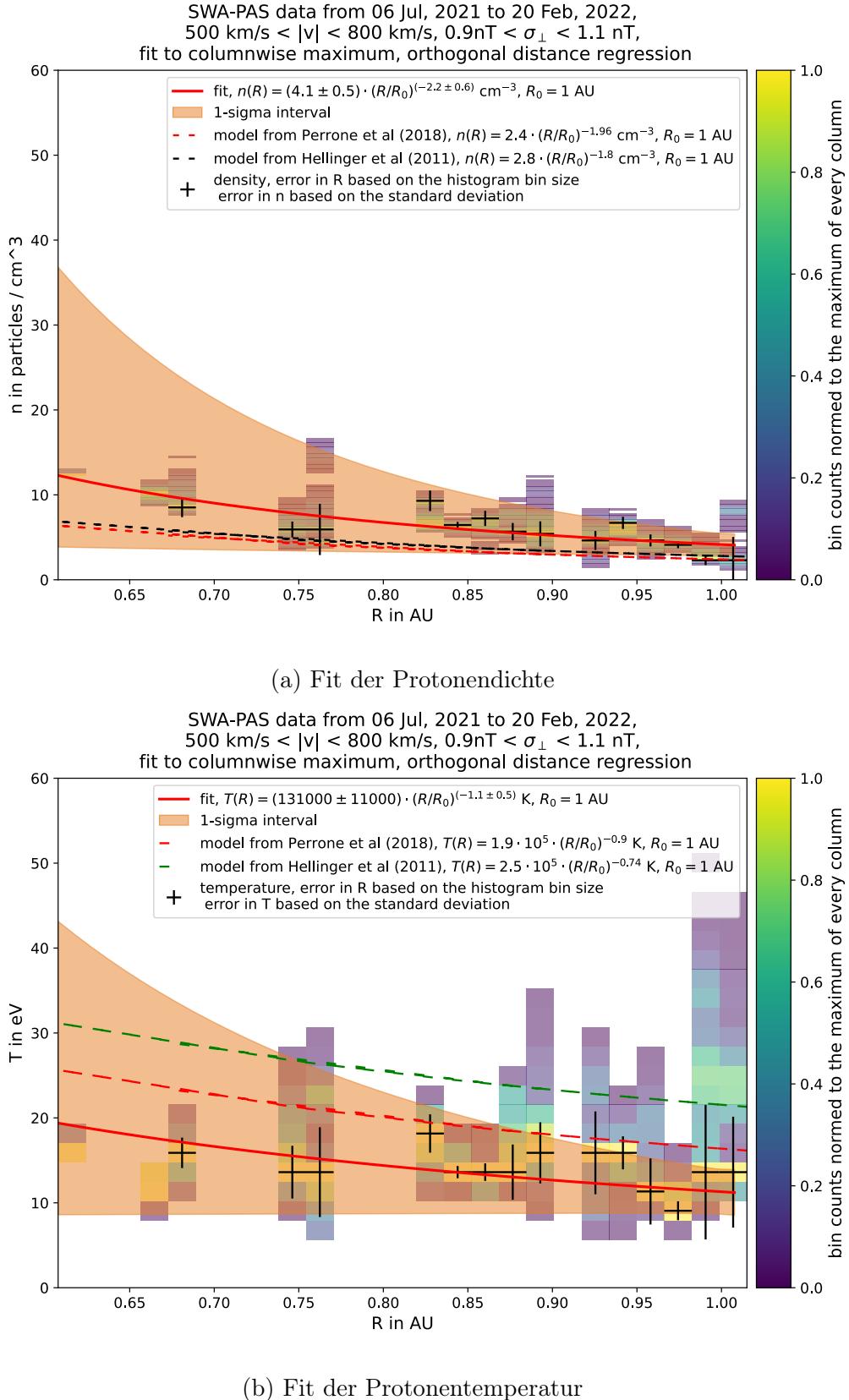


Abbildung 36: Fits zu der radialen Evolution der Protonendichte und -temperatur bei einer Auswahl nach einer Protonengeschwindigkeit $v > 500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ und zusätzlicher Auswahl in Bezug auf σ_{\perp} .

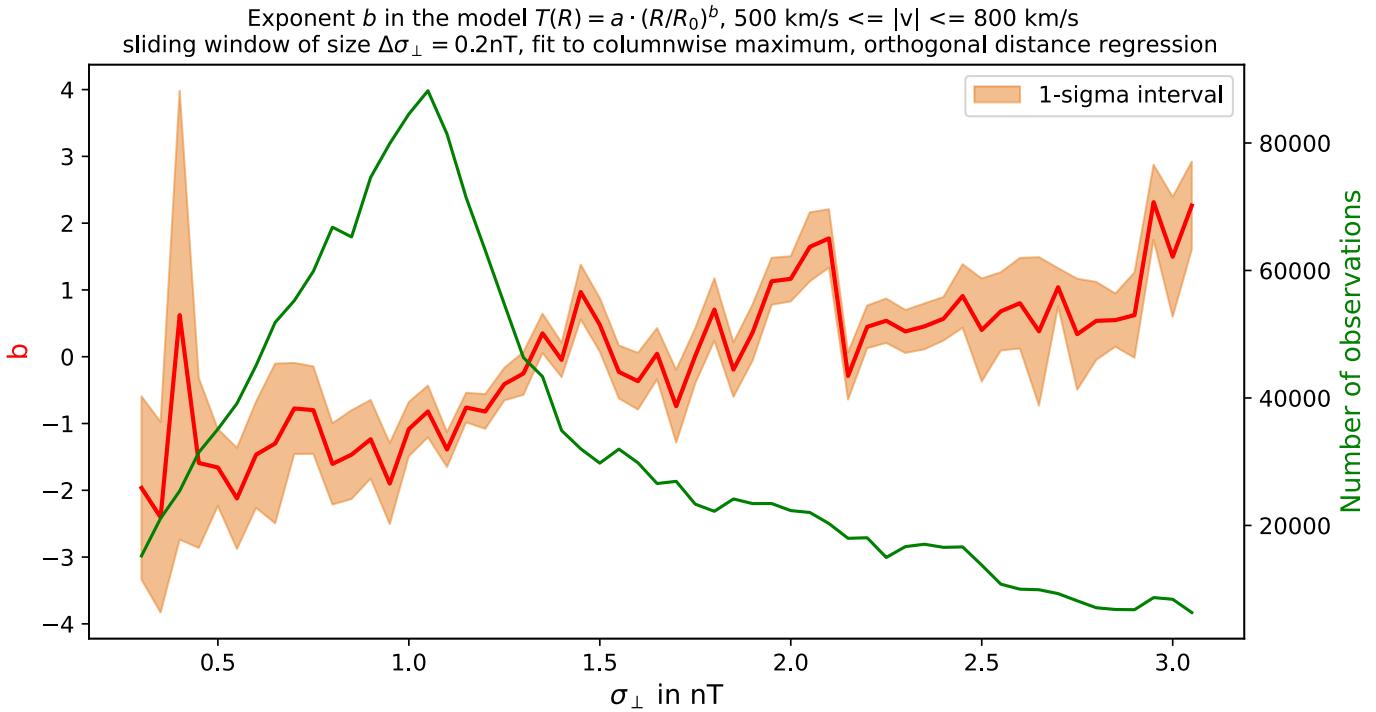


Abbildung 37: Abhängigkeit des Exponenten b des Fits der Protonentemperatur von der Auswahl von σ_{\perp}

5.5 Ansatz über die Auswahl von Plateaus

Entsprechend des in Abschnitt 2.5.7 eingeführten Ansatzes der Auswahl von schnellem Sonnenwind selektieren wir plateauartige Strukturen in der Protonengeschwindigkeit. Zudem achten wir basierend auf der Protonendichte und -temperatur darauf, keine Kompressions- wie Verdunnungsregionen auswählen. Die aus der in Abbildung 38 zu sehenden Auswahl resultierenden Fits finden sich in Abbildung 39.

Ohne Einschrenkung auf die Ursprungsregion untersuchen wir die Überlagerung einer radialen Veränderung und einer Veränderung durch unterschiedliche Ursprungsregionen. Dies stößt die Untersuchung der radialen Evolution. In Bezug auf die Plateau-Auswahl-Methode fehlt es sowohl an Zeit als auch an verfügbaren Daten, eine sinnvolle Einschrenkung auf die gleiche Ursprungsregion einzuführen, wie sie von Perrone u. a., 2018 durchgefurt wurde. Auch ist das Ergebnis durch die manuelle Auswahl beeinflusst. In Abbildung 40 ist eine alternative Auswahl gezeigt, bei welcher versucht wurde, in Bezug auf die Temperatur nur die flachen Strukturen auszuwählen. Dies führt zu anderen Ergebnissen (Abbildung 41).

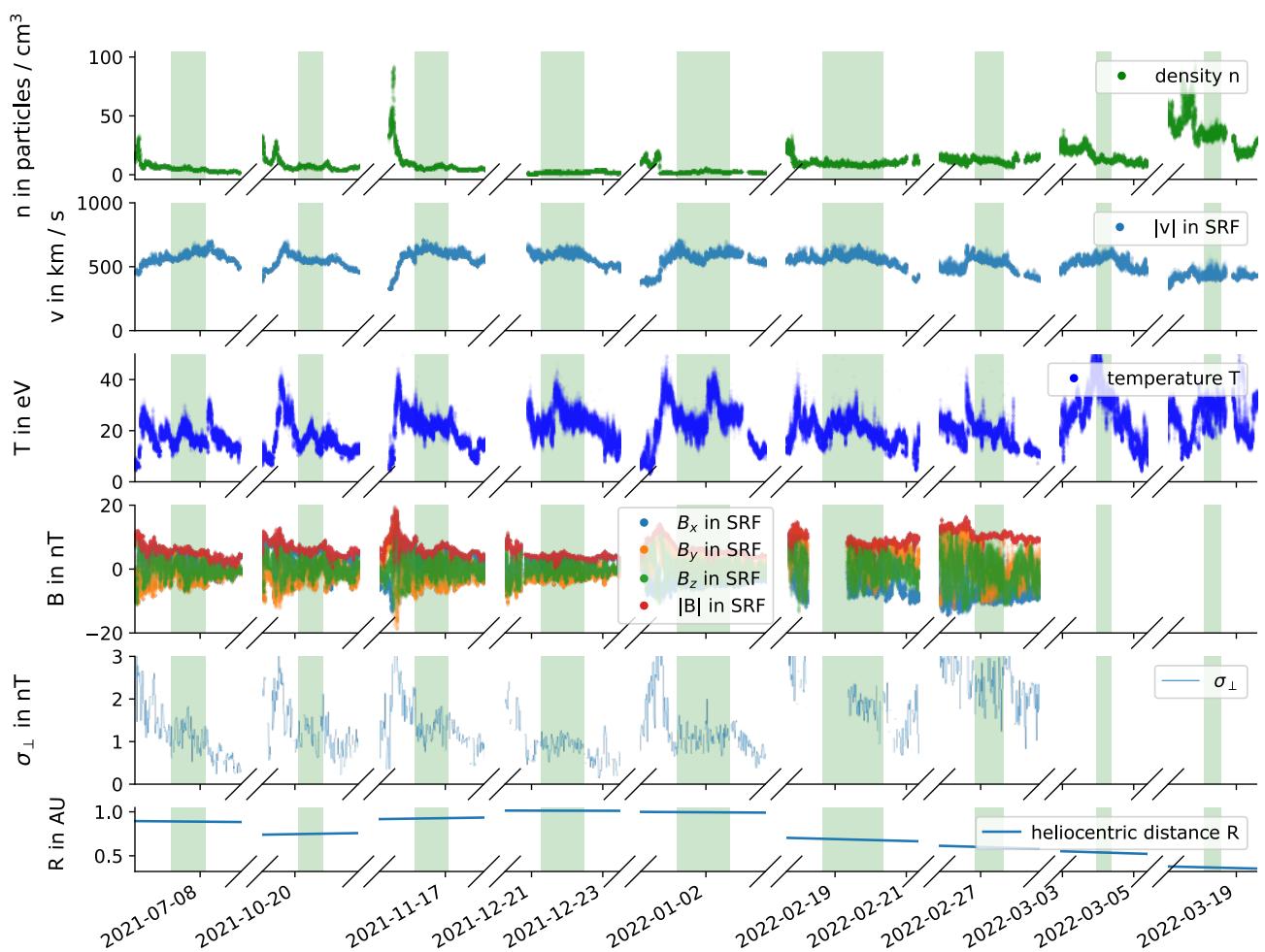


Abbildung 38: Auswahl plateauartiger Strukturen im Sonnenwind. Die ausgewählten Bereiche sind grün markiert. Es sind die gleichen Panels wie schon in Abbildung 6 gezeigt.

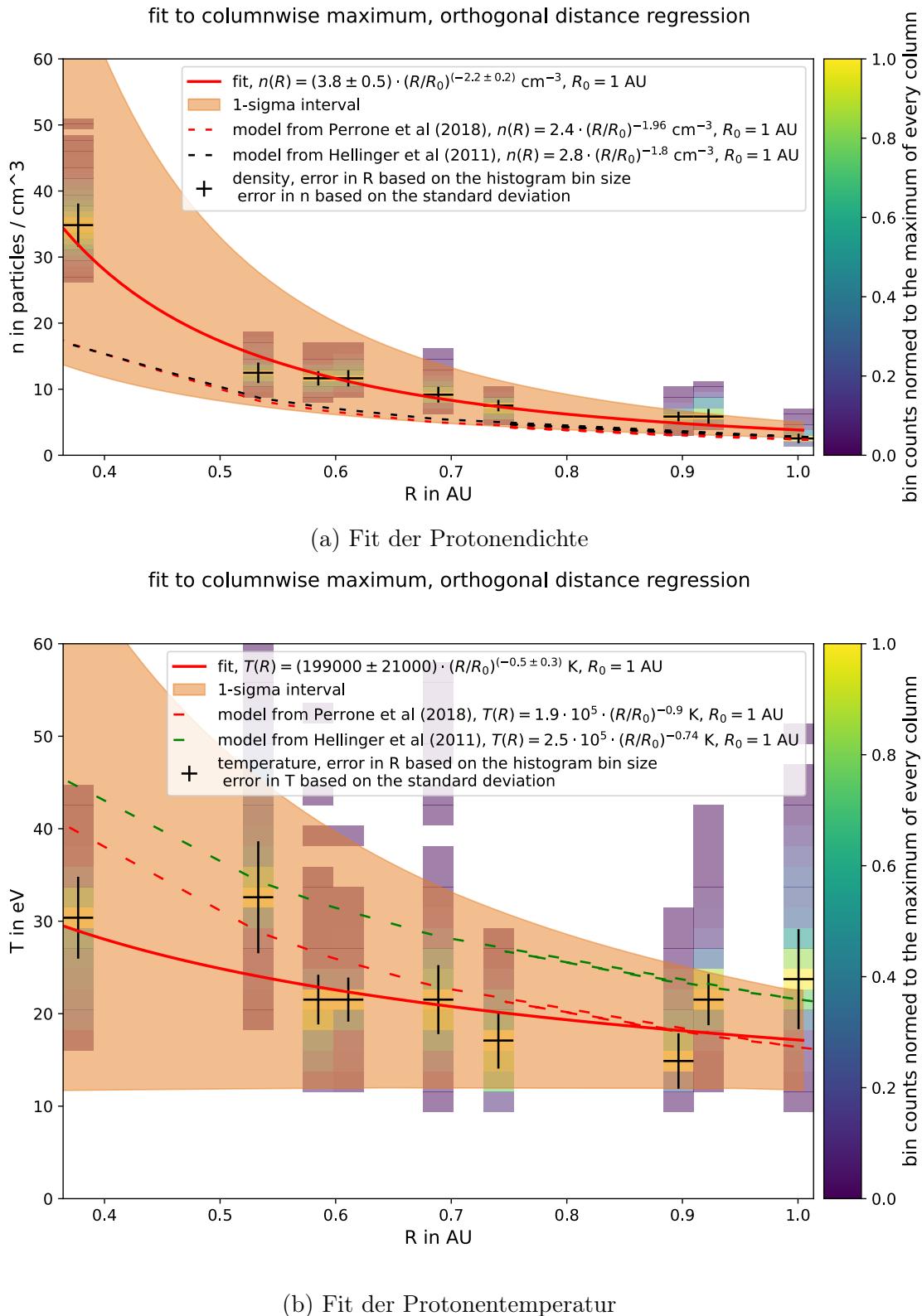


Abbildung 39: Fits zu der radialen Evolution der Protonendichte und -temperatur basierend auf der in Abbildung 38 gezeigten Auswahl.

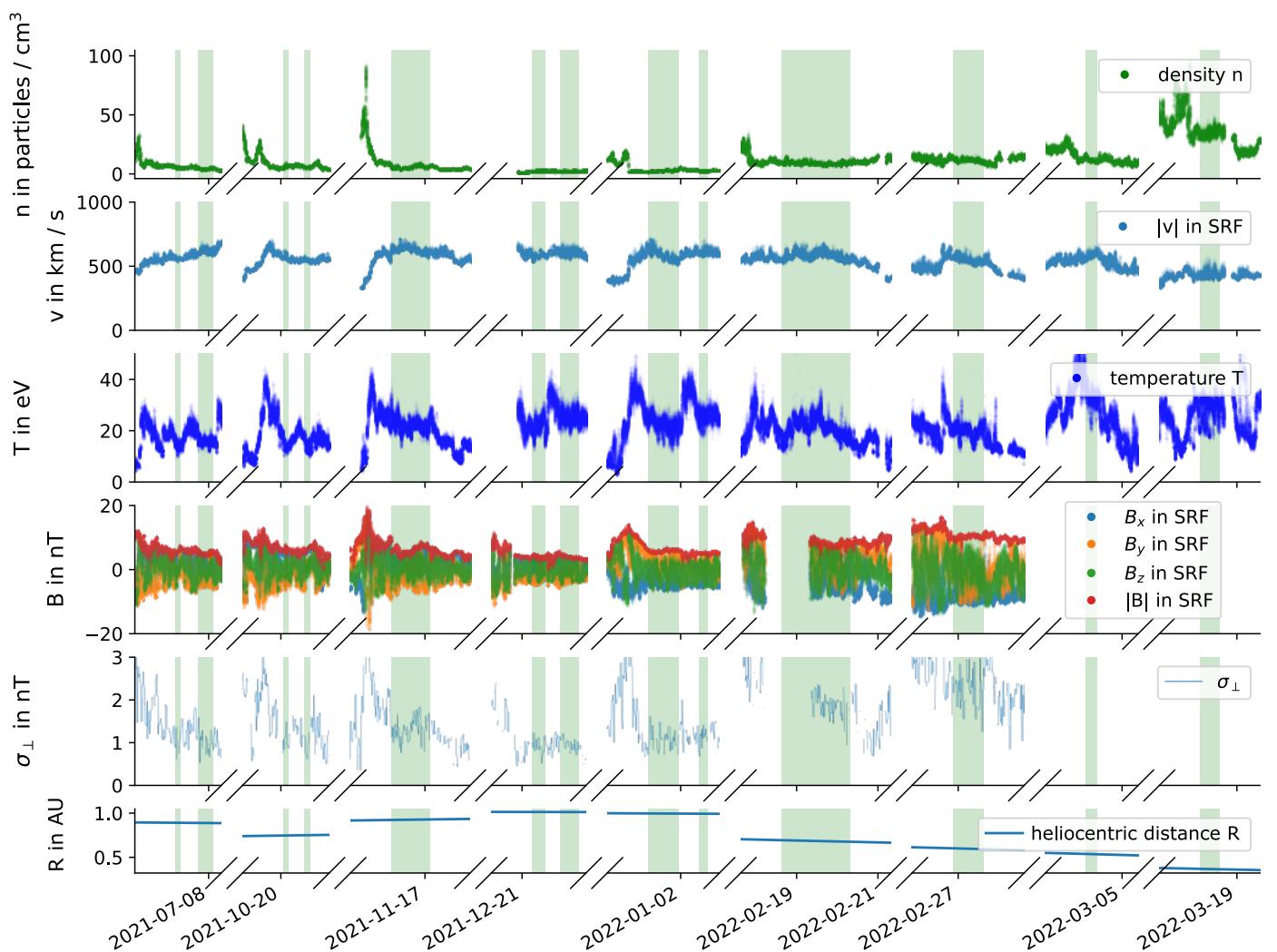


Abbildung 40: Alternative Auswahl plateauartiger Strukturen im Sonnenwind.

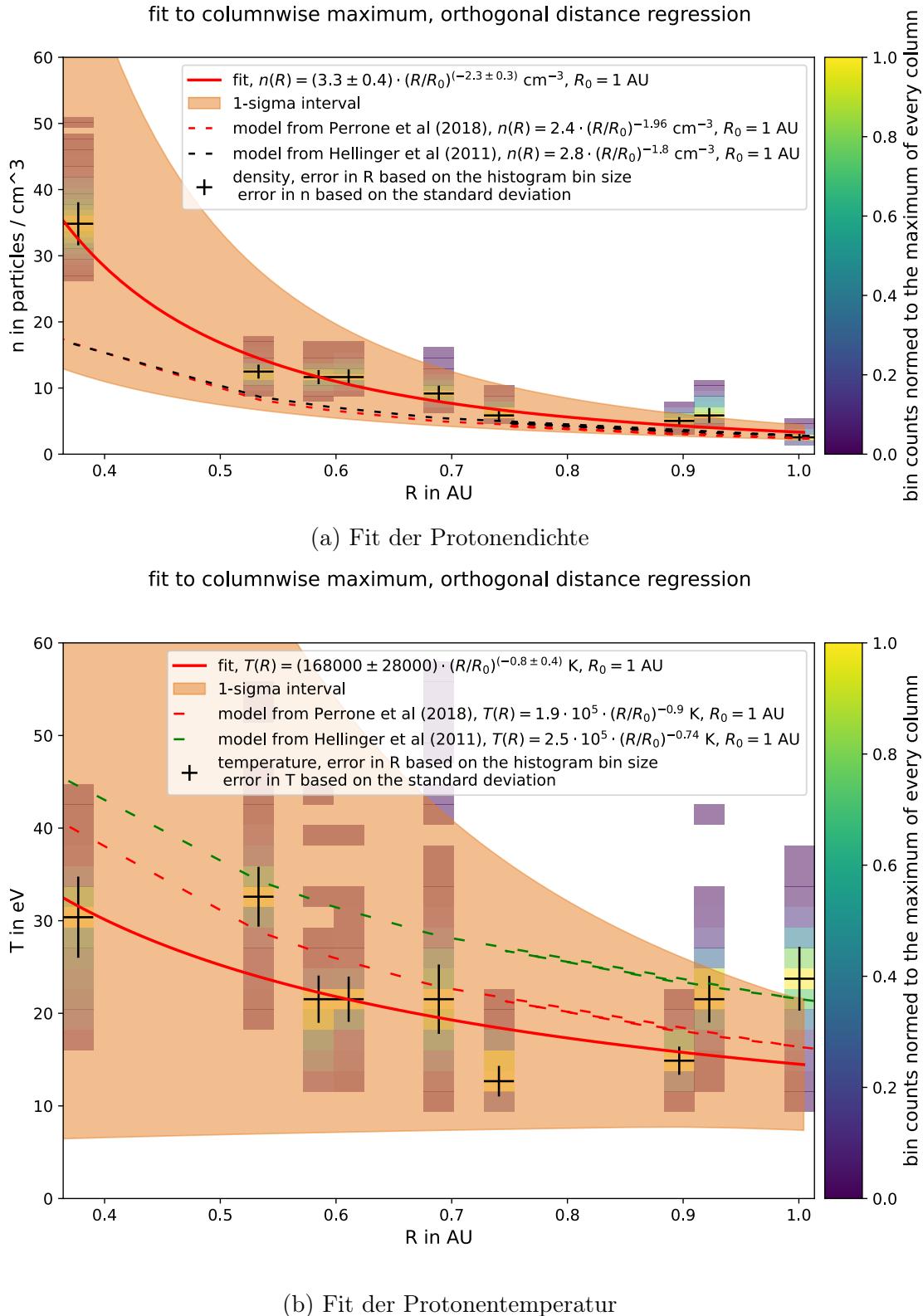


Abbildung 41: Fits zu der radialen Evolution der Protonendichte und -temperatur basierend auf der in Abbildung 40 gezeigten alternativen Auswahl.

5.6 Zusammenfassung der Ergebnisse

Die erhaltenen Resultate sind in Tabelle 3 zusammengetragen. Alle Protonendichthegradienten bis auf den nach Hellinger u. a., 2011, für welchen kein Fehlerbereich angegeben ist, sind mit der Erwartung des radialsymmetrisch expandierenden Plasmas mit $n \propto R^{-2}$ (heliozentrischer Abstand R) kompatibel. Die Ergebnisse für die Protonentemperatur weisen alle einen betragsmäßig geringeren Exponenten als den der adiabatischen sphärisch-symmetrischen Expansion $-\frac{4}{3}$ auf. Lediglich der Ansatz über σ_{\perp} lässt im großen Fehlerbereich von $\pm 0,5$ einen Exponenten $-\frac{4}{3}$ zu. Die betragsmäßig geringeren Exponenten deuten wie bereits erwähnt auf Faktoren wie ionische Wärmeleitung, Energiedeposition durch Wellen und Energieaustausch zwischen Spezies.

Methode	Ergebnis für die Protonendichte n	Ergebnis für die Protonentemperatur T
Auswahl $v > 600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ von Hellinger u. a., 2011 (Helios-Daten)	$n \simeq 2,8 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-1,8} \text{ cm}^{-3}$	$T \simeq 2,5 \cdot 10^5 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-0,74} \text{ K}$
Plateauauswahl von Perrone u. a., 2018 (Helios- Daten)	$n = (2,4 \pm 0,1) \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-(1,96 \pm 0,07)} \text{ cm}^{-3}$	$T = (1,9 \pm 0,1) \cdot 10^5 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-(0,9 \pm 0,1)} \text{ K}$
alle Messdaten (von Solar Orbiter) au- ßer die in Abschnitt 5.2.1 exkludierten	$n = (5,3 \pm 0,9) \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-(2,1 \pm 0,3)} \text{ cm}^{-3}$	$T = (0,6 \pm 0,2) \cdot 10^5 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-(0,8 \pm 0,5)} \text{ K}$
Auswahl $v > 500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ (Mes- sdaten von Solar Orbiter)	$n = (3,9 \pm 0,5) \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-(2,0 \pm 0,4)} \text{ cm}^{-3}$	$T = (1,6 \pm 0,2) \cdot 10^5 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-(0,8 \pm 0,3)} \text{ K}$
Ansatz über σ_{\perp} (Messdaten von Solar Orbiter)	$n = (4,1 \pm 0,5) \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-(2,2 \pm 0,6)} \text{ cm}^{-3}$	$T = (1,31 \pm 0,11) \cdot 10^5 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-(1,1 \pm 0,5)} \text{ K}$
Plateauauswahl (Messdaten von Solar Orbiter)	$n = (3,8 \pm 0,5) \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-(2,2 \pm 0,2)} \text{ cm}^{-3}$	$T = (1,99 \pm 0,21) \cdot 10^5 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-(0,5 \pm 0,3)} \text{ K}$

Tabelle 3: Zusammenstellung zu den Ergebnissen bezüglich der radialen Evolution der Protonendichte- und -temperatur.

Das bei den verschiedenen Ansätzen vorliegende Grundproblem ist die Heterogenität des Sonnenwindes und das damit verbundene Problem, den Sonnenwind in möglichst in sich in vielen Eigenschaften gleichartige Typen aufzuteilen. Dass eine solche Aufteilung notwendig ist, zeigen die breiten Verteilungen der abhängigen Variable bei dem Ansatz ohne Differenzierung. Die Differenzierung ist erschwert durch die mit zunehmender Selektion sinkende Anzahl betrachteter Datenpunkte. Eine Auswahl von Geschwindigkeiten über $v > 600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ zeigte sich als statistisch ungünstig. Nur ca. 3% der Datenpunkte werden von dieser Auswahl erfasst und die Gesamtdatenmenge ist so gering, dass die radiale Evolution unter Variationen durch verschiedene Ursprungsregionen und Variationen durch wegen der festen Untergrenze verschiedenen Auswahlen nicht gut quantitativ untersuchbar ist. Die schlussfolgernd gewählte Untergrenze von $500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ erschwert allerdings einen direkten Vergleich zu Hellinger u. a., 2011.

Eine spezifische Auswahl wie jene über die Plateaus müsste für sehr gute Ergebnisse auch sehr präzise sein und bräuchte genügend Statistik. Ohne eine Untersuchung der Ursprungsregion der jeweiligen Sonnenwindströme unter Verwendung von computergestützten Modellen zum koronalen Magnetfeld fehlt es unserer Auswahl an Präzision. Dies limitiert den Vergleich zu Perrone u. a., 2018, wo auch die Ursprungsregion auf ein koronales Loch eingeschränkt wurde.

Darüber hinaus ist das Ergebnis gerade bei numerisch instabilen Problemen (wie sie bei variablen Größen mit wenig Statistik vorliegen) auch von der gewählten Fit-Methode abhängig. Die Vorfaktoren der Dichte sind bei unseren Ergebnissen systematisch größer und bei der Temperatur bis auf die Plateauauswahl in Bezug auf beide Vergleichsresultate kleiner. Auch in Bezug auf diese Beobachtung wäre eine Untersuchung mehrerer Ansätze für den Fit sinnvoll.

6 Konklusion und Ausblick

Der Sonnenwind ist ein ständig von der Sonne ausgehender Teilchenstrom. Radial wie auch zeitlich ist der Sonnenwind keineswegs in seiner Zusammensetzung (Geiss u. a., 1995), seinen Ladungszuständen (S. Owocki und J. Scudder, 1983) oder seinen Plasmaeigenschaften wie der Protonendichte und -temperatur (Neugebauer und Snyder, 1966; Hellinger u. a., 2011; Perrone u. a., 2018) homogen, sondern variiert abhängig von der Ursprungsregion (Feldman u. a., 2005), der Sonnenaktivität (Zerbo und J. D. Richardson, 2015) und dem heliozentrischen Abstand. Die Untersuchung der radialen Evolution des Sonnenwindes findet bereits seit den ersten Messergebnissen von Mariner-2 statt (Neugebauer und Snyder, 1966) ist aber in ihren Details nicht abgeschlossen. Ein geringerer Protonendichthegradient als theoretisch erwartet könnte eine Abbremsung des Sonnenwindes suggerieren (Hellinger u. a., 2011) und der Protonentemperaturgradient kann aufschlussreich über Mechanismen des Hitze- transports und -austauschs sein (J. D. Scudder, 2015). Hierdurch werden Betrachtungen zu den radialen Evolutionen der Protonendichte und -temperatur gemessen über den Proton and Alpha particle Sensor (PAS) der Solar Wind Analyzer (SWA) Suite auf Solar Orbiter (Owen, C. J. u. a., 2020; Müller, D. u. a., 2020) motiviert. Die angesprochene Variabilität des Sonnenwindes macht es für die radiale Untersuchung sinnvoll, sich jeweils auf einzelne Sonnenwindtypen zu beschränken.

In dieser explorativen Arbeit wurden nach einer grundlegenden Einleitung zum Sonnenwind und dessen Klassifizierung die Messung von Sonnenwind über Solar Orbiter, Kalibrierungsrollen und die radiale Evolution der Protonendichte- und temperatur behandelt. Kalibrierungsrollen sind hierbei von Solar Orbiter durchgeführte Rollen entlang der x -Achse zur Kalibrierung des Magnetometers MAG und des Radio and Plasma Wave analyzer (RPW). Diese Kalibrierungsrollen wirken sich auch auf die Messungen von PAS aus. Der Einfluss der Kalibrierungsrollen auf die Messdaten verdeutlicht die Notwendigkeit, vor einer radialen Untersuchung der Entwicklung der Sonnenwindparameter eine Vorauswahl an dazu verwendeten Messdaten zu treffen. Neben den Zeiträumen der Kalibrierungsrollen wurden das Eintauchen in die Magnetosphäre der Erde und ICMEs (soweit durch manuelles Suchen erkannt) aus den Datensätzen zur radialen Untersuchung entfernt.

PAS misst in Azimut, Polarwinkel und Energie aufgelöst die Protonen des Sonnenwindes. Diese indirekte Messung der Geschwindigkeitsverteilung wurde von uns in die Geschwindigkeitsverteilung umgerechnet und beispielsweise bei der Analyse der Kalibrierungsrollen verwendet. Die Momente der Geschwindigkeitsverteilung liegen, wie auch die ergänzend genutzten Magnetfelddaten, bereits im Solar Orbiter Archiv vor.

Die Momente der Geschwindigkeitsverteilung der Protonen sind neben den physikalischen

Eigenschaften des Sonnenwindes auch vom Verhalten der Raumsonde geprägt. Dies betrifft zum Beispiel die untersuchten Kalibrierungsrollen, bei welchen Solar Orbiter um die x -Achse rotierte. Neben dem erwarteten Einfluss auf die y - und z -Komponente bei der Messung des Magnetfeldes und der Sonnenwindgeschwindigkeit zeigte sich auch ein Einfluss auf die Temperatur und die x -Komponente der Geschwindigkeit, welcher über eine im Geschwindigkeitsraum sichtbare Zweitpopulation erklärt wurde. In den Qualitätsfaktoren der Momente der Geschwindigkeitsverteilung sind die Kalibrierungsrollen nicht sichtbar. Die Untersuchung der Kalibrierungsrollen über die Wavelet-Transformation stützt die eben beschriebenen Beobachtungen und stimmt damit überein, dass die Kalibrierungsrollen mit einer Periodendauer von einer Stunde durchgeführt wurden.

In der klassischen groben Einteilung des Sonnenwindes in einen langsamen und einen schnellen Sonnenwind ist eine Eigenschaft des schnellen Sonnenwindes eine höhere Alfvénizität (erhöhtes Auftreten von Alfvén-Wellen). Da Alfvén-Wellen mit Magnetfeldfluktuationen zusammenhängen wird die Größe σ_{\perp} eingeführt, welche Fluktuationen des Magnetfeldes und hierüber Wellen charakterisieren soll und bei der Auswahl von Sonnenwind zur Untersuchung der radialen Evolution zum Einsatz kam. σ_{\perp} wird in der in der Arbeit genutzten Version in einem zehnminütigen Fenster unter Anwendung eines Bandpasses von 10^{-3} Hz bis 10^{-1} Hz auf die Fluktuation berechnet, um gerade magnetohydrodynamische Prozesse zu betrachten. Großkalige Variationen des Magnetfeldes wie auch instrumentelles Rauschen sollen ausgeschlossen werden. Abhängig von der Zeitfenstergröße werden eher groß- beziehungsweise eher kleinskalige Fluktuationen aufgelöst.

Auch mit der Entfernung von ICMEs und der Kalibrierungsrollen sind die Messdaten radial über eine radiale Evolution hinaus entsprechend der Komplexität des Sonnenwindes heterogen. Der radialen Evolution sind Unterschiede durch die Beobachtung verschiedener Sonnenwindtypen mit verschiedenen Ursprungsregionen, Effekte der Interaktion von Sonnenwindströmen und, ohne die hier vorliegende auf das solare Aktivitätsminimum beschränkte Beobachtung, auch Variationen durch die Variation der solaren Aktivität überlagert. Um bei einer Auswahl von Sonnenwind (beispielsweise mit einer Geschwindigkeitsuntergrenze) gute Resultate zu erzielen, muss die Auswahl so präzise in Bezug auf die Auswahl nur eines Sonnenwindtyps sein, dass die mit zunehmender Auswahl sinkende Anzahl betrachteter Datenpunkte kompensiert wird. Bei einer guten Auswahl wäre es bei einem hinreichend umfangreichen Datensatz möglich, zu untersuchen, ob Expansion allein oder auch Effekte wie Energiedeposition durch Wellen und ionische Wärmeleitung die Gradienten beeinflussen. Dazu müssen andere Variationen soweit möglich ausgeschlossen werden. In Bezug auf die betrachteten Messdaten vom Juli 2021 bis Anfang März 2022 zeigte sich eine Auswahl mit $v > 600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ (in Anlehnung an Hellinger u. a., 2011) als statistisch problematisch. Wegen der jeweils unterschiedlichen Selektion von Kompressions- und Verdünnungsregionen, wel-

che in ihren Plasmaeigenschaften von ungestörten schnellem Sonnenwind abweichen, und der generellen Fluktuation des Sonnenwindes war diese Auswahl von ca. 3 % der verfügbaren Datenpunkte, die Auswahl nur eines Sonnenwindtyps betreffend, nicht spezifisch genug. Die Auswahl mit einer Untergrenze von $v > 500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ umfasst zwar ca. 19 % der vorliegenden Datenpunkte, wählt aber auch verstärkt verschiedene Sonnenwindtypen aus, weil diese Auswahl noch unspezifischer ist. Eine vergleichsweise homogene Subauswahl konnte über eine Einschränkung von σ_{\perp} getroffen werden. Die von Perrone u. a., 2018 gewählte Auswahl von Plateaus zur Auswahl von ungestörtem Sonnenwind aus koronalen Löchern konnte wegen einer fehlenden Identifikation der Ursprungsregion des Sonnenwindes nur begrenzt angewandt werden.

Kommen wir zu den Resultaten der Untersuchungen zur radialen Evolution der Protonendichte und -temperatur. Die erhaltenen Ergebnisse wie auch das Resultat von Perrone u. a., 2018 sind im Fehlerbereich alle mit der Erwartung $n \propto R^{-2}$ (heliozentrischer Abstand R) kompatibel. Hellinger u. a., 2011 geben keinen Fehlerbereich an. Das Resultat $n \propto R^{-1,8}$ von Hellinger u. a., 2011 kann mit den diskutierten Problematiken der Wahl einer festen Geschwindigkeitsuntergrenze und der verbundenen statistischen Unsicherheit durch eine nicht hinreichend präzise Auswahl mit unter anderem verschiedenen Ursprungsregionen zusammenhängen. Dass sowohl der Ansatz über σ_{\perp} als auch jener über die Plateauauswahl in $n \propto R^{-2,2}$ resultieren (also einen schnelleren radialen Abfall vorhersagen), dürfte eher Zufall, d. h. Ausdruck noch nicht ausreichender Statistik, als Ausdruck einer physikalischen Tatsache sein. Auch ist es hier nicht als Zeichen einer gleichen Auswahl zu werten, da in unserem Fall durch das σ_{\perp} -Kriterium eher geringe Temperaturen im Vergleich zu unserer Plateauauswahl ausgewählt wurden. In Bezug auf die Vorfaktoren der Fits der Protonendichte fallen unsere Resultate systematisch höher aus. Dies betrifft insbesondere den Vorfaktor bei der Verwendung aller insgesamt von Solar Orbiter verwendeten Messdaten (bis auf die in Abschnitt 5.2.1 exkludierten) - dann betrachten wir aber auch mehrere Sonnenwindtypen gemischt. Unterschiede zwischen den Resultaten von Perrone u. a., 2018, Hellinger u. a., 2011 und uns können neben den verschiedenen verwendeten Methoden auch an den verschiedenen Datensätzen liegen.

Bis auf das Ergebnis der Plateauauswahl stimmen all unsere Resultate zur radialen Evolution der Protonentemperatur im Exponenten mit dem Ergebnis von Perrone u. a., 2018 und Hellinger u. a., 2011 überein und indizieren, wie in der Zusammenfassung der Ergebnisse zu den radialen Evolutionen (Abschnitt 5.6) genannt, Faktoren, welche für einen geringeren Temperaturgradienten sorgen. Eine alternative Plateauauswahl zeigt wiederum im Exponenten zu Perrone u. a., 2018 und Hellinger u. a., 2011 kompatibles Verhalten (Abbildung 41). In der Untersuchung bestätigt sich die Entwicklung der Protonendichte invers-quadratisch zum heliozentrischen Abstand und die Erwartung der Temperaturabnahme mit einem ge-

ringeren Gradienten als für eine sphärisch-symmetrische adiabatische Expansion erwartet. Bezuglich der Vorfaktoren sticht erneut die alle Messdaten verwendende Methode hinaus. Von unseren Methoden stimmt im Vorfaktor nur unsere Plateauauswahl mit dem ebenfalls über Plateauauswahl (aber unter Beachtung der Ursprungsregion) von Perrone u. a., 2018 erhaltenen Ergebnis überein. (Dies gilt, unter größerer Abweichung, im Fehlerbereich auch für unsere alternative Plateauauswahl.)

Die beschriebenen Ergebnisse dieser Arbeit bieten sich als Ausgangspunkte für künftige Untersuchungen an:

- Auf die berechneten Geschwindigkeitsverteilungen aufbauend wäre eine systematische Analyse der Evolution der Geschwindigkeitsverteilung interessant. Konkret könnten Animationen der Geschwindigkeitsverteilungen zu allen in Abschnitt 5.5 markierten Plateaus erstellt und untersucht werden. Durch die Plateauauswahl soll die Untersuchung auf ungestörten Sonnenwind aus koronalen Löchern beschränkt werden, um Unterschiede in der Geschwindigkeitsverteilung durch verschiedene Sonnenwindtypen nicht beizumengen. Ein möglicher Gesichtspunkt ist die Abhängigkeit des Auftretens von Zweitpopulationen (Beams) in der Geschwindigkeitsverteilung vom heliozentrischen Abstand. Auch könnte untersucht werden, ob und inwiefern mit zunehmendem heliozentrischen Abstand eine Isotropisierung der Geschwindigkeitsverteilung der Protonen geschieht.
- Die bereits bei der Analyse der Kalibrierungsrollen verwendete Wavelet-Transformation (beziehungsweise die Hilbert-Huang-Transformation) bietet sich weiterführend zur Frequenzanalyse des Sonnenwindes an. Beispielsweise könnte die Untersuchung der Frequenzen von Alfvén-Wellen im schnellen Sonnenwind auch die Berechnung von σ_{\perp} verbessern.
- Aufbauend auf die Untersuchung der radialen Evolution der Temperatur wäre die Anwendung der diskutierten Methoden auf die Protonentemperatur parallel und jene senkrecht zum magnetischen Feld (wie auch die Betrachtung der Evolution der magnetischen Feldstärke selbst) betrachtenswert.
- Der in Abschnitt 5.2.4 erwähnte Ansatz minimaler Dichte könnte genauer untersucht werden.
- In Bezug auf die Berechnung von σ_{\perp} wären der Vergleich verschiedener Zeitfenster und auch die Auswirkung verschiedener Frequenzbänder auf die Korrelation zwischen σ_{\perp} und der Protonentemperatur T logische nächste Schritte.
- Zur Unterstützung der Plateauauswahl und im Allgemeinen wäre die Betrachtung der spezifischen Entropie $S = \frac{T}{n^{\frac{2}{3}}}$ interessant.

- Besonders in Bezug auf die Grundfrage »Wie treiben vorübergehende solare Ereignisse die heliosphärische Variabilität?« von Solar Orbiter wäre eine Untersuchung zu ICMEs, beispielsweise auch über die Betrachtung der Geschwindigkeitsverteilungen, interessant.
- In der Auswahl von ungestörtem schnellen Sonnenwind über die manuelle Selektion von Plateaus ist auch stets Willkür enthalten. Eine durch maschinelles Lernen gestützte Auswahl (vergleiche zum Beispiel Amaya u. a., 2020) wäre insbesondere bei einem größeren Datensatz sinnvoll. Unter Beachtung des Vorgehens von Perrone u. a., 2018, also einer Auswahl basierend auf zeitlich vorliegenden Strukturen, genauer einem plateauartigen Geschwindigkeitsprofil, schlagen wir den Übergang von der Clusteranalyse einzelner Datenpunkte zur Clusteranalyse von multivariaten Zeitreihen (im einfachsten Fall aneinanderliegende Intervalle einer bestimmten Länge) vor. Dies entspricht der Anwendung der Erkenntnisse des Gebiets »Multivariate Time Series Clustering« (Vázquez u. a., 2021) auf den Sonnenwind. Die Detektion von zeitlichen Strukturen wurde bereits auf das irdische Wetter angewandt (wie in Figueirêdo u. a., 2020 auf Wetterdaten zu Hurrikans). Ein erster Versuch der Clusteranalyse von aneinanderliegenden zwölfstündigen Intervallen basierend auf dem Code zu dem Paper »Reservoir computing approaches for representation and classification of multivariate time series« (Bianchi u. a., 2018) findet sich in Abbildung 42.

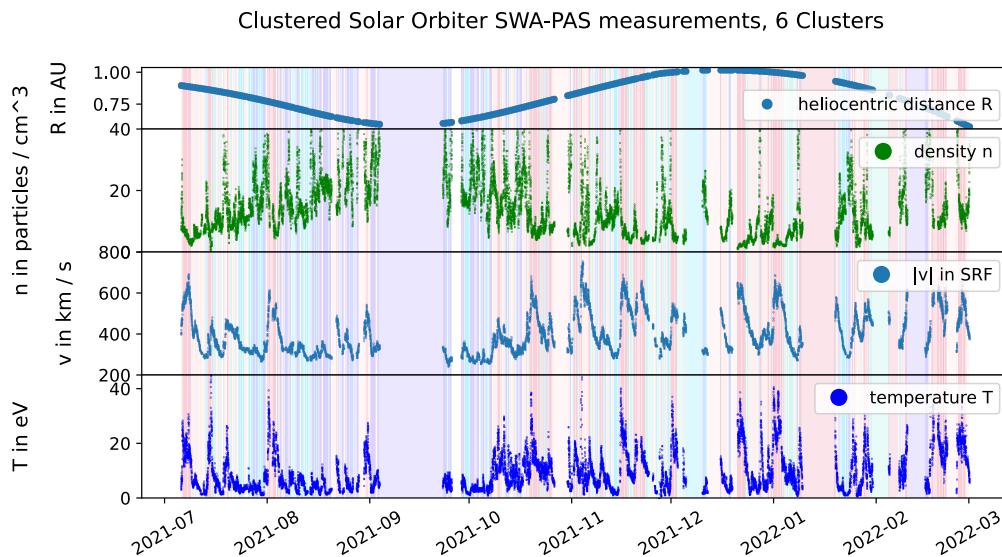


Abbildung 42: Einteilung des Sonnenwindes in 6 Cluster (●, ●, ●, ●, ●, ●) basierend auf Bianchi u. a., 2018

Zusammenfassend konnten wir einige spannende Aspekte des Sonnenwindes, seiner Messung und Evolution beleuchten und wie für eine exploratives Vorhaben üblich, viele noch durchführbare Ansätze und Ideen aufwerfen.

7 Anhang

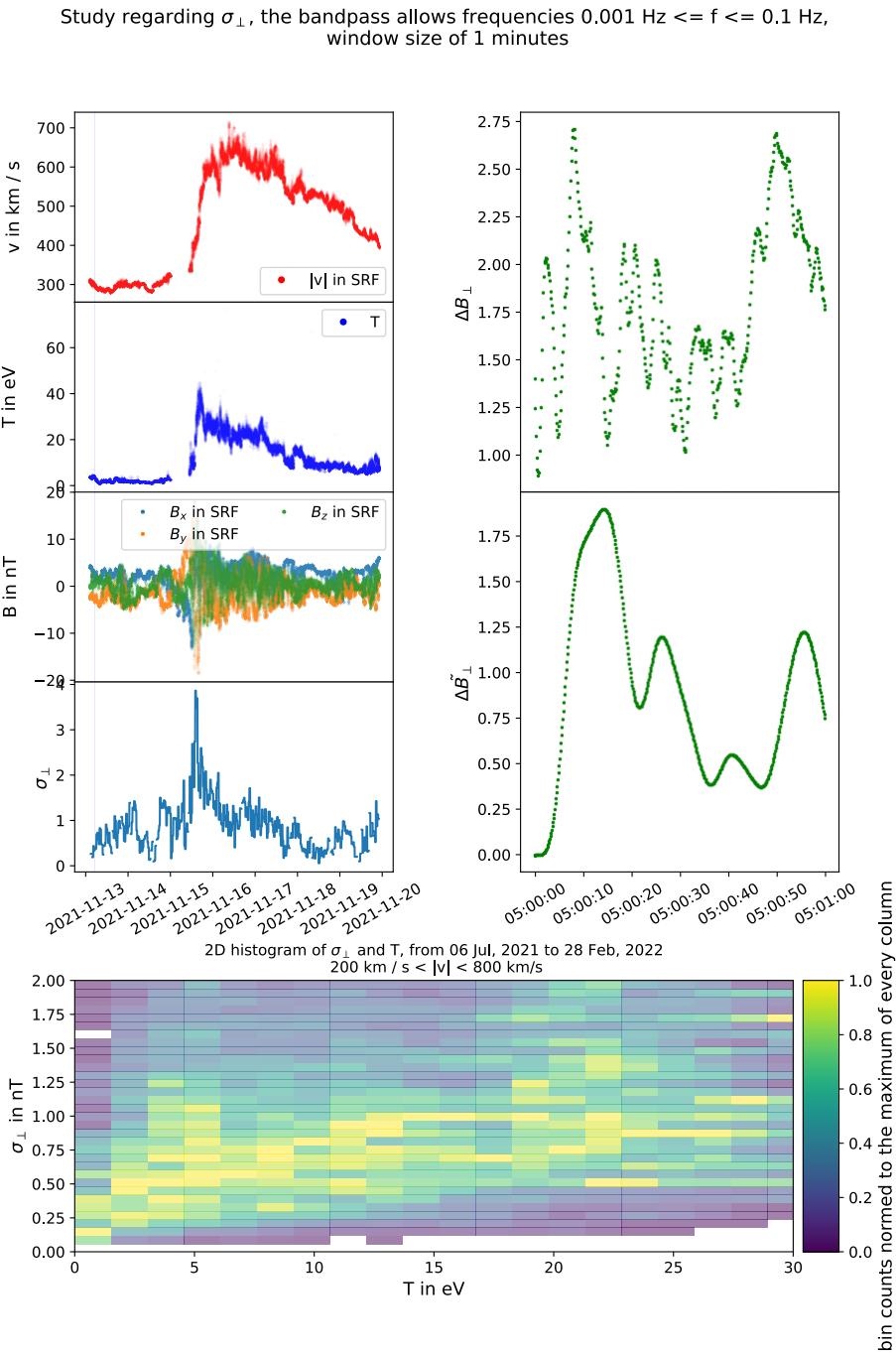
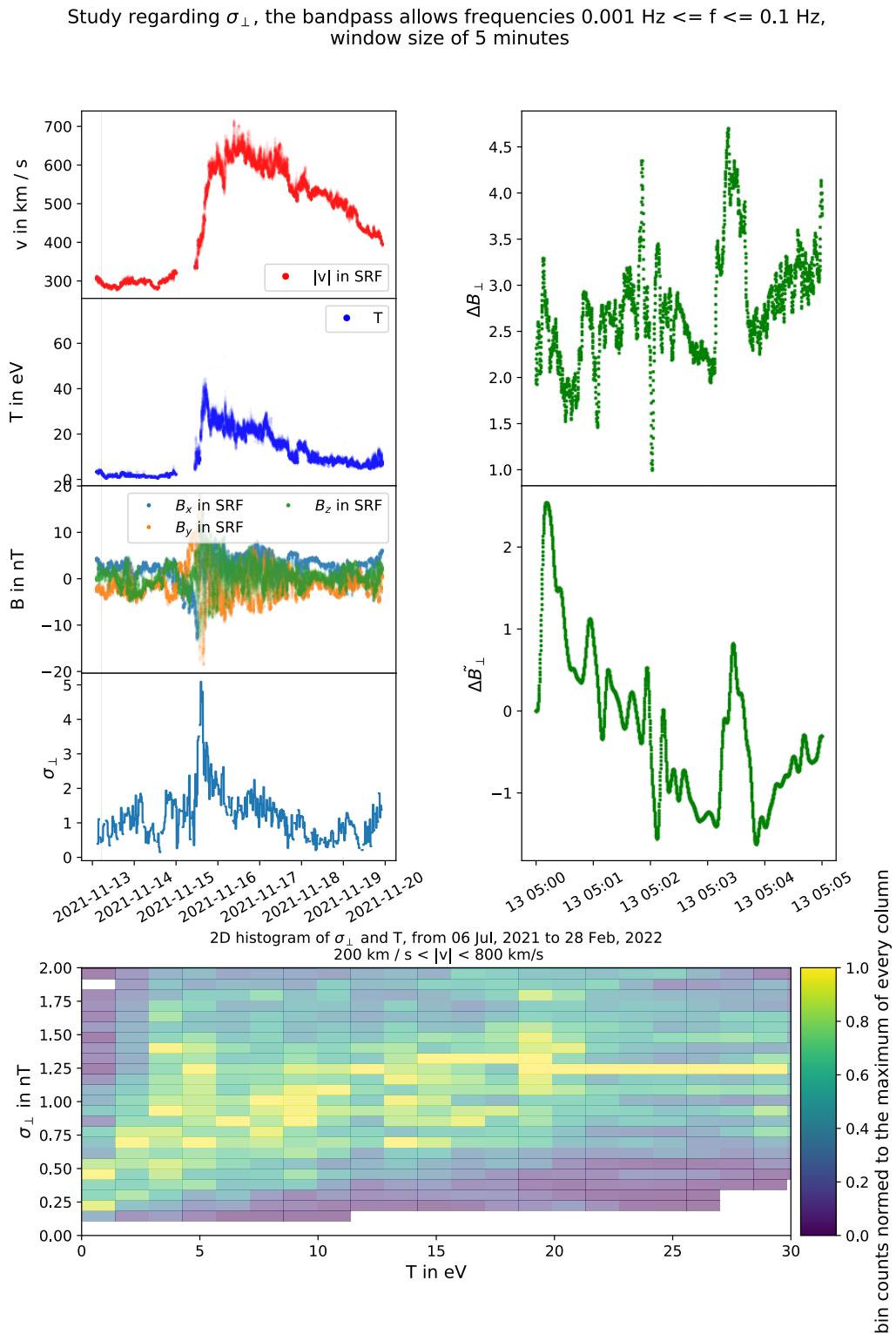
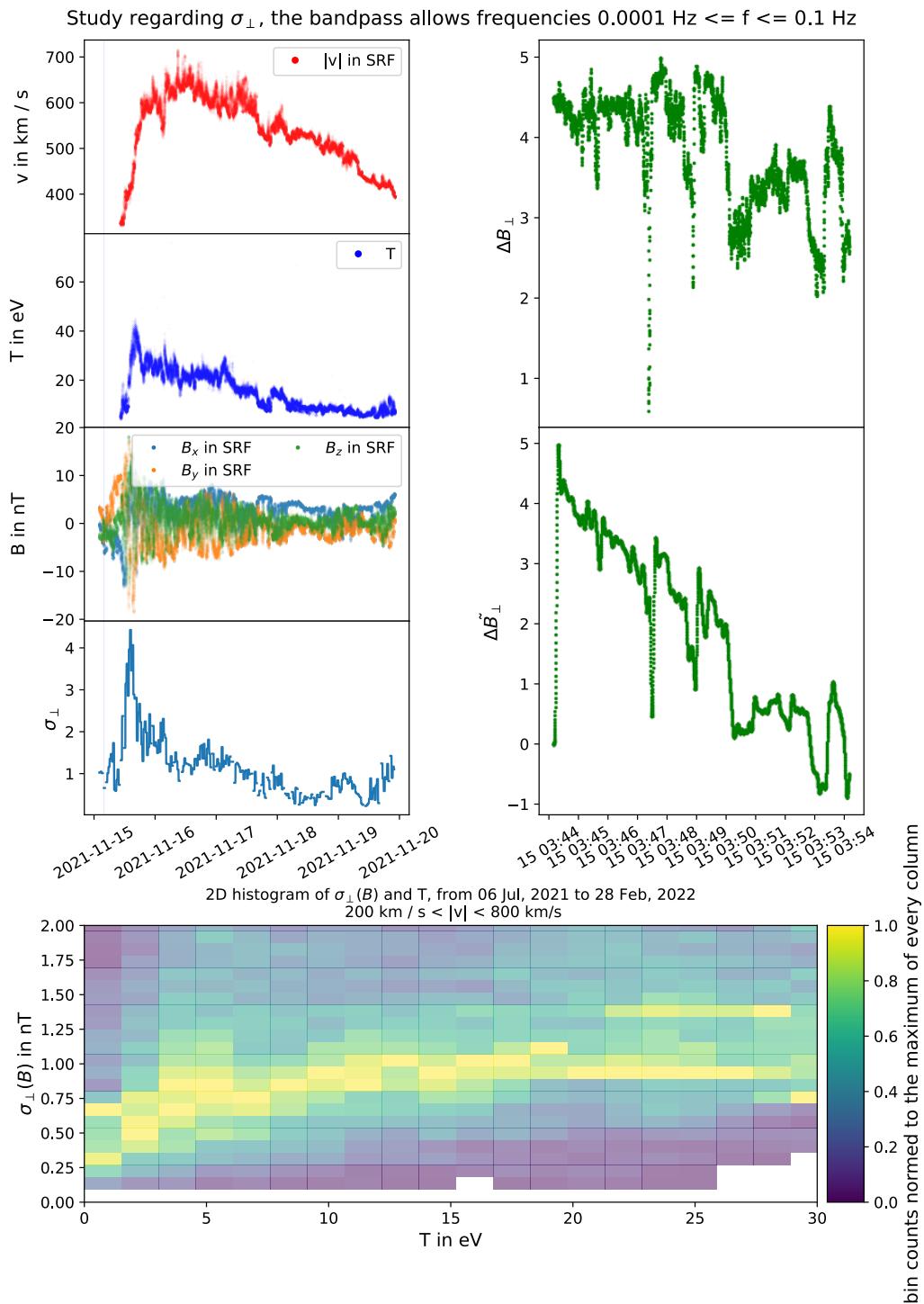


Abbildung 43: Untersuchung zu σ_{\perp} mit alternativen Parametern I

Abbildung 44: Untersuchung zu σ_{\perp} mit alternativen Parametern II

Abbildung 45: Untersuchung zu σ_{\perp} mit alternativen Parametern III

Abbildungsverzeichnis

1	Auf der linken Seite sind der Dichte- und Temperaturverlauf innerhalb der Sonne, der Photosphäre, der Chromosphäre und zu Beginn der Korona über einer schematischen Darstellung des Sonnenaufbaus aufgetragen (Strong u. a., 2012, dort Abbildung 2). Genauer und bis zu weiteren Höhen über der Photosphäre in die Sonnenkorona hinein ist der Temperaturverlauf auf der rechten Seite dargestellt (De la Luz u. a., 2008, dort Abbildung 1).	5
2	Basierend auf magnetohydrodynamischen Berechnungen ist links eine Darstellung des Magnetfeldes der Sonne im solaren Minimum und rechts eine bei starker Sonnenaktivität zu sehen. Der Grauton der Oberfläche gibt ein Maß für die Stärke der radialen Komponente des Magnetfeldes der Sonne. (Pete Riley u. a., 2008, aus der dortigen Abbildung 1 entnommen).	9
3	Illustration zum magnetischen Fluss einer sich mit dem Sonnenwind der Geschwindigkeit \vec{v} mitbewegenden Fläche A	11
4	Projektion der vom Sonnenwind mitgetragenen magnetischen Feldlinien auf die solare Äquitorialfläche (Parker-Spiralen), analog zu Abbildung 6 in Parker, 1958 allerdings mit verschiedenen eingezeichneten Sonnenwindgeschwindigkeiten. Die Berechnung basiert auf einer Winkelgeschwindigkeit der Sonnenrotation von $\Omega_{\odot} = 2.7 \times 10^{-6} \frac{\text{rad}}{\text{s}}$	12
5	Über offene Magnetfeldstrukturen der koronalen Löchern gelangt der schnelle Sonnenwind in die Heliosphäre (Patoul, 2011). In der Abbildung illustriert sind offene Feldstrukturen auf verschiedenen Skalen, mit dem Sonnenradius R_{\odot} als Bezugsgröße.	14
6	Teilchendichte, Geschwindigkeit und Temperatur der Protonen sowie Magnetfeldmessung und heliozentrische Distanz von Solar Orbiter im November 2021. Die auf Abschnitt 3.6 vorgreifend dargestellte Größe σ_{\perp} charakterisiert Variationen im B-Feld. Markiert sind ein langsamer Sonnenwind, eine Interaktionsregion (mit Datenlücke) und ein schnellerer Sonnenwind, welcher in eine Ausdünnungsregion (rarefaction region) übergeht. Zudem eingezeichnet ist ein Plateau (flattop) (eine Erklärung folgt in Abschnitt 2.5.7), welches als drittes von mir insgesamt ausgewähltes Plateau mit einer 3 gekennzeichnet ist.	16

7	Beispiel eines ungestörten koronalen Lochwindes bei 1 AU, aufgenommen von ACE (J. E. Borovsky, 2016). Im oberen Panel der Abbildung ist der zeitliche Verlauf der radialen Protonengeschwindigkeit gezeigt. Ein Plateau mit einer Geschwindigkeit um $700 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ ist als ungestörtes, aus koronalen Löchern stammendes Plasma gekennzeichnet. Begleitend ist der Verlauf der Magnetfeldstärke im unteren Panel dargestellt.	20
8	Protonen und α -Teilchen Populationen in der Geschwindigkeitsverteilung (velocity distribution function VDF) des Sonnenwindes basierend auf einem Fit an Helios Daten. Neben einer Hauptpopulation an Protonen ist auch eine zweite Beam-Population zu sehen. Die Projektion der Magnetfeldrichtung auf die gezeigte Ebene bei Zentrierung auf die Hauptpopulation ist gestrichelt eingezeichnet. Die Abbildung ist Abbildung 2 in Němeček u. a., 2021 entnommen.	22
9	Solar Orbiter mit beschrifteten Instrumenten und eingezeichnetem Referenzsystem der Raumsonde (SRF) (Müller, D. u. a., 2020, um das SRF ergänzte dortige Abbildung 16), welches in dieser Arbeit verwendet wird. SWA-PAS befindet sich unten rechts.	25
10	Illustration eines elektrostatischen Analysators	26
11	Messprinzip von SWA-PAS (Owen, C. J. u. a., 2020, dort Abbildungen 16 und 17)	27
12	Darstellungen basierend auf den Datenprodukten SWA-PAS-3D und SWA-PAS-VDF in 3D. Bereiche extremer Energie sind in SWA-PAS-3D als ungültig markiert.	29
13	Zur besseren Darstellung im Vergleich zu 12 wird zu einer Darstellung der Matrizen des Datenproduktes SWA-PAS-VDF durch (summierende) Projektionen übergegangen.	29
14	Aus SWA-PAS-VDF kann die Geschwindigkeitsverteilung berechnet werden. Diese ist in Projektionen dargestellt, wobei die Magnetfeldrichtung über die roten Pfeile dargestellt ist.	30
15	In SWA-PAS-GRND-MOM enthaltene Momente sind dargestellt. Hinzugefügt wurden Magnetfelddaten des Magnetometers (MAG) und die Qualitätsfaktoren. Der in den Abbildungen 12 - 14 dargestellte Zeitpunkt ist über einen blauen Strich markiert.	31
16	Illustration einer Alfvén-Welle	32
17	Berechnung von σ_{\perp}	32

18	Untersuchung zur Größe σ_{\perp} . Links dargestellt sind die Protonengeschwindigkeit v , -temperatur T , magnetische Feldstärke B und die errechnete Größe σ_{\perp} für einen Zeitraum mit einem schnellen Sonnenwind. Für einen kürzeren Bepielzeitraum finden sich rechts die eingeführten Hilfsgrößen ΔB_{\perp} und $\widetilde{\Delta B}_{\perp}$. Unten ist das über den Gesamtzeitraum errechnete Histogramm von σ_{\perp} und der Protonentemperatur T dargetellt.	33
19	Dargestellt sind Protonendichte, -temperatur und -geschwindigkeit sowie der heliozentrische Abstand und die Qualitätsfaktoren im Zeitraum der RPW-Kalibrierungsrollen.	36
20	Links dargestellt sind Projektionen einer 11x9x96-Matrix aus dem Datenprodukt SWA-PAS-VDF zu einem in der rechten Abbildungshälfte blau markierten Zeitpunkt. Anders als in Abbildung 19 sind Protonengeschwindigkeit und -temperatur komponentenweise dargestellt.	37
21	Der auch in Abbildung 20 dargestellte Zeitpunkt ist im Geschwindigkeitsraum dargestellt. Das Hauptmaximum der Verteilung ist jeweils rot markiert. Der Geschwindigkeitsraum ist in 60x60x60 Bins unterteilt.	37
22	Die Abbildung entspricht Abbildung 20, zeigt allerdings einen anderen Zeitpunkt.	38
23	Der auch in Abbildung 22 dargestellte Zeitpunkt ist im Geschwindigkeitsraum dargestellt.	38
24	Beispiel einer Wavelet-Transformation (unten) zu einem Beispielsignal (oben). Das Beispielsignal ist eine Sinusfunktion mit alle fünf Sekunden veränderter Periodenlänge von erst einer Sekunde, dann einer halben Sekunde und schließlich einer viertel Sekunde. Schraffiert gezeichnet ist der Randeffektkegel (cone of influence), in welchem die Transformation durch Randeffekte gestört ist. . .	40
25	Anwendung der Wavelet-Transformation auf die Kalibrierungsrollen.	40
26	Zeitreihe der Protonendichte, -geschwindigkeit, -temperatur, der magnetischen Feldstärke, σ_{\perp} und des heliozentrischen Abstandes für den gesamten im Juli 2021 beginnenden Zeitraum.	44
27	Als eine ICME enthaltend klassifizierte Zeitreihen. Dargestellt sind die Protonendichte, -geschwindigkeit, -temperatur, die magnetische Feldstärke, σ_{\perp} und der heliozentrischen Abstand. Die grün markierten Abschnitte wurden insgesamt entfernt. Zusätzlich durch einen tieferen Grünton gekennzeichnet sind Abschnitte mit kontinuierlicher Rotation des Magnetfeldvektors. Die erste Achsenmarkierung zu einem Datum kennzeichnet den Tagesbeginn, die zweite die Tagesmitte (12 Uhr).	45

28	Von PAS aufgenommene Verteilungen zu zwei Zeitpunkten während des aus den Daten entfernten Zeitraumes vom 03. November 2021 bis zum 07. November 2021.	46
29	Dargestellt sind 2d-Histogramme mit Fits zu der radialen Evolution der Protonendichte (oben) und -temperatur (unten) ohne Differenzierung des Sonnenwindes. Zum Fit werden die angekreuzten Maxima der Spalten verwendet. Der Bereich der abhängigen Variable wird insgesamt in 60, der des heliozentrischen Abstands R in 25 Bins unterteilt.	49
30	Im Vergleich zu Abbildung 29 wurden die Fits hier im logarithmischen Raum mit einer Gewichtung der abhängigen Variable nach ihrer Wurzel durchgeführt.	50
31	Gezeigt sind Zeitreihen zu zwei Zeitfenstern mit schnellen Sonnenwinden. Eingezeichnet sind in der Darstellung der Protonengeschwindigkeit mögliche Untergrenzen einer Auswahl von schnellem Sonnenwind, $500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ (dunkelblau) und $600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ (orange).	53
32	Vergleich von zwei Zeitfenstern, in welchen schneller Sonnenwind ausgehend von dem Kriterium $v > 600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ ausgewählt wurde. Der links dargestellte Zeitbereich geht vom 15. bis zum 19. November 2021 (jeweils Tagesbeginn), der rechts dargestellte vom 20. Dezember 2021 bis zum 09. Januar 2022 (auch jeweils Tagesbeginn).	54
33	Dargestellt ist die Anzahl an Datenpunkten innerhalb der Spalten (radiale Bins) aus Abbildung 34.	55
34	Fits zu der radialen Evolution der Protonendichte und -temperatur bei einer Auswahl nach einer Protonengeschwindigkeit $v > 600 \frac{\text{km}}{\text{s}}$	56
35	Fits zu der radialen Evolution der Protonendichte und -temperatur bei einer Auswahl nach einer Protonengeschwindigkeit $v > 500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$	57
36	Fits zu der radialen Evolution der Protonendichte und -temperatur bei einer Auswahl nach einer Protonengeschwindigkeit $v > 500 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ und zusätzlicher Auswahl in Bezug auf σ_{\perp}	59
37	Abhängigkeit des Exponenten b des Fits der Protonentemperatur von der Auswahl von σ_{\perp}	60
38	Auswahl plateauartiger Strukturen im Sonnenwind. Die ausgewählten Bereiche sind grün markiert. Es sind die gleichen Panels wie schon in Abbildung 6 gezeigt.	61
39	Fits zu der radialen Evolution der Protonendichte und -temperatur basierend auf der in Abbildung 38 gezeigten Auswahl.	62
40	Alternative Auswahl plateauartiger Strukturen im Sonnenwind.	63
41	Fits zu der radialen Evolution der Protonendichte und -temperatur basierend auf der in Abbildung 40 gezeigten alternativen Auswahl.	64

42	Einteilung des Sonnenwindes in 6 Cluster (●, ●, ●, ●, ●, ●) basierend auf Bianchi u. a., 2018	71
43	Untersuchung zu σ_{\perp} mit alternativen Parametern I	72
44	Untersuchung zu σ_{\perp} mit alternativen Parametern II	73
45	Untersuchung zu σ_{\perp} mit alternativen Parametern III	74

Tabellenverzeichnis

1	Klassifizierung des Sonnenwindes in einen schnellen und einen langsamen Sonnenwind. Falls nicht anders angegeben basieren die Angaben auf Steven R. Cranmer u. a., 2017. Für 1 AU angegebene Werte sind als Näherung zu verstehen.	18
2	Tabelle der entfernten Zeiträume	46
3	Zusammenstellung zu den Ergebnissen bezüglich der radialen Evolution der Protonendichte- und -temperatur.	65

Literaturverzeichnis

- Abbo, L. u. a. (Nov. 2016). »Slow Solar Wind: Observations and Modeling«. In: *Space Science Reviews* 201.1, Seiten 55–108. DOI: 10.1007/s11214-016-0264-1. URL: <https://doi.org/10.1007/s11214-016-0264-1>.
- Alfvén, Hannes und B. Lindblad (Juni 1947). »Granulation, Magneto-Hydrodynamic Waves, and the Heating of the Solar Corona«. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 107.2, Seiten 211–219. DOI: 10.1093/mnras/107.2.211. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/107.2.211>.
- Amaya, Jorge u. a. (2020). »Visualizing and Interpreting Unsupervised Solar Wind Classifications«. In: *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* 7. DOI: 10.3389/fspas.2020.553207. URL: <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fspas.2020.553207>.
- Antiochos, S. K. u. a. (März 2011). »A MODEL FOR THE SOURCES OF THE SLOW SOLAR WIND«. In: *The Astrophysical Journal* 731.2, Seite 112. DOI: 10.1088/0004-637x/731/2/112. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/731/2/112>.
- Axford, W.I. und J.F. McKenzie (1996). »Implications of Observations of the Solar Wind and Corona for Solar Wind Models«. In: *International Astronomical Union Colloquium* 154, Seiten 1–3. DOI: 10.1017/S0252921100029882.
- Balogh, André, Louis J. Lanzerotti und Steven T. Suess (2008). *The Heliosphere through the Solar Activity Cycle*. Springer Berlin Heidelberg. DOI: 10.1007/978-3-540-74302-6. URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-540-74302-6>.
- Bianchi, Filippo Maria u. a. (2018). »Reservoir computing approaches for representation and classification of multivariate time series«. In: *CoRR* abs/1803.07870. URL: <http://arxiv.org/abs/1803.07870>.
- Biermann, L. (Jan. 1951). »Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung«. In: *Zeitschrift für Astrophysik* 29, Seite 274.
- Bloch, Téo u. a. (März 2020). »Data-Driven Classification of Coronal Hole and Streamer Belt Solar Wind«. In: *Solar Physics* 295.3, Seite 41. DOI: 10.1007/s11207-020-01609-z. URL: <https://doi.org/10.1007/s11207-020-01609-z>.
- Boggs, Paul T. u. a. (1988). »A computational examination of orthogonal distance regression«. In: *Journal of Econometrics* 38.1, Seiten 169–201. DOI: [https://doi.org/10.1016/0304-4076\(88\)90032-2](https://doi.org/10.1016/0304-4076(88)90032-2). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0304407688900322>.
- Borovsky, Joseph und Michael Denton (Juni 2016). »The Trailing Edges of High-Speed Streams at 1 AU: The Trailing Edges of High-Speed Streams«. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 121. DOI: 10.1002/2016JA022863.

- Borovsky, Joseph E. (2016). »The plasma structure of coronal hole solar wind: Origins and evolution«. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 121.6, Seiten 5055–5087. DOI: <https://doi.org/10.1002/2016JA022686>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016JA022686>.
- Borovsky, Joseph E. und Michael H. Denton (2010). »Solar wind turbulence and shear: A superposed-epoch analysis of corotating interaction regions at 1 AU«. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 115.A10. DOI: <https://doi.org/10.1029/2009JA014966>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2009JA014966>.
- Broadfoot, A LYLE und S Kumar (1978). »The interstellar wind-Mariner 10 measurements of hydrogen/1216 Å/and helium/584 Å/interplanetary emission«. In: *The Astrophysical Journal* 222, Seiten 1054–1067.
- Brooks, David H. u. a. (Mai 2020). »The Drivers of Active Region Outflows into the Slow Solar Wind«. In: *The Astrophysical Journal* 894.2, Seite 144. DOI: 10.3847/1538-4357/ab8a4c. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab8a4c>.
- Bruno, Roberto und Vincenzo Carbone (Mai 2013). »The Solar Wind as a Turbulence Laboratory«. In: *Living Reviews in Solar Physics* 10.1, Seite 2. DOI: 10.12942/lrsp-2013-2. URL: <https://doi.org/10.12942/lrsp-2013-2>.
- Bullard, Edward (1955). »The stability of a homopolar dynamo«. In: *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* 51.4, Seiten 744–760. DOI: 10.1017/S0305004100030814.
- Camporeale, Enrico, Algo Carè und Joseph E. Borovsky (2017). »Classification of Solar Wind With Machine Learning«. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 122.11, Seiten 10, 910–10, 920. DOI: <https://doi.org/10.1002/2017JA024383>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2017JA024383>.
- Chandran, Benjamin D. G. (2021). »An approximate analytic solution to the coupled problems of coronal heating and solar-wind acceleration«. In: *Journal of Plasma Physics* 87.3, Seite 905870304. DOI: 10.1017/S0022377821000052.
- Chapman, Sydney und Harold Zirin (1957). »Notes on the solar corona and the terrestrial ionosphere«. In: *Smithsonian Contributions to Astrophysics*.
- Chen, Francis F. (2016). *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion*. Springer International Publishing. DOI: 10.1007/978-3-319-22309-4. URL: <https://doi.org/10.1007%5C%2F978-3-319-22309-4>.
- Collard, Harold R., John D. Mihalov und John H. Wolfe (1982). »Radial variation of the solar wind speed between 1 and 15 AU«. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 87.A4, Seiten 2203–2214. DOI: <https://doi.org/10.1029/JA087iA04p02203>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA087iA04p02203>.

- Collinson, Glyn und Dhiren Kataria (Aug. 2010). »On variable geometric factor systems for top-hat electrostatic space plasma analyzers«. In: *Measurement Science and Technology* 21, Seite 105903. DOI: 10.1088/0957-0233/21/10/105903.
- Cranmer, S. R. (Sep. 2005). »Why is the Fast Solar Wind Fast and the Slow Solar Wind Slow? (Invited) A Survey of Geometrical Models«. In: *Solar Wind 11/SOHO 16, Connecting Sun and Heliosphere*. Herausgegeben von B. Fleck, T. H. Zurbuchen und H. Lacoste. Band 592. ESA Special Publication, Seite 159.
- Cranmer, Steven R. (2009). »Coronal Holes«. In: *Living Reviews in Solar Physics* 6. DOI: 10.12942/lrsp-2009-3. URL: <https://doi.org/10.12942%5C%2Flrsp-2009-3>.
- Cranmer, Steven R., Sarah E. Gibson und Pete Riley (Nov. 2017). »Origins of the Ambient Solar Wind: Implications for Space Weather«. In: *Space Science Reviews* 212.3, Seiten 1345–1384. DOI: 10.1007/s11214-017-0416-y. URL: <https://doi.org/10.1007/s11214-017-0416-y>.
- Croswell, Ken (2021). »Voyager still breaking barriers decades after launch«. In: *Proceedings of the National Academy of Sciences* 118.17, e2106371118. DOI: 10.1073/pnas.2106371118. URL: <https://www.pnas.org/doi/abs/10.1073/pnas.2106371118>.
- De la Luz, V u. a. (Sep. 2008). »3D Simulations of the Quiet Sun Radio Emission at Millimeter and Submillimeter Wavelengths«. en. In: *Geofísica internacional* 47, Seiten 197–205. URL: http://www.scielo.org.mx/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0016-71692008000300011&nrm=iso.
- Ďurovcová, T., J. Šafránková und Z Němeček (2019). »Proton Beam Development in the Expanding Solar Wind«. In: *WDS'20 Proceedings of Contributed Papers — Physics*. Herausgegeben von J. Šafránková und J. Pavlů, Seiten 131–137.
- Feldman, U., E. Landi und Nathan Schwadron (Juli 2005). »On the sources of fast and slow solar wind«. In: *Journal of Geophysical Research* 110. DOI: 10.1029/2004JA010918.
- Figueirêdo, Ilan, Lílian Lefol Nani Guarieiro und Erick Giovani Sperandio Nascimento (2020). »Multivariate Real Time Series Data Using Six Unsupervised Machine Learning Algorithms«. In: *Brain-Computer Interface*. Herausgegeben von Vahid Asadpour. Rijeka: IntechOpen. Kapitel 4. DOI: 10.5772/intechopen.94944. URL: <https://doi.org/10.5772/intechopen.94944>.
- Geiss, J., G. Gloeckler und R. Von Steiger (Apr. 1995). »Origin of the solar wind from composition data«. In: *Space Science Reviews* 72.1, Seiten 49–60. DOI: 10.1007/BF00768753. URL: <https://doi.org/10.1007/BF00768753>.
- Gosling, J. T. u. a. (1972). »Compressions and rarefactions in the solar wind: Vela 3«. In: *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 77.28, Seiten 5442–5454. DOI: <https://doi.org/10.1029/JA077i028p05442>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA077i028p05442>.

- Gosling, John und Vic Pizzo (Juli 1999). »Formation and Evolution of Corotating Interaction Regions and Their Three Dimensional Structure«. In: *Space Science Reviews* 89, Seiten 21–52. DOI: 10.1023/A:1005291711900.
- Griffel, D.H. und L. Davis (1969). »The anisotropy of the solar wind«. In: *Planetary and Space Science* 17.5, Seiten 1009–1020. DOI: [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(69\)90105-6](https://doi.org/10.1016/0032-0633(69)90105-6). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032063369901056>.
- Groof, Anik De (2021). *LTP05 Oct 2021-Dec 2021*. URL: <https://issues.cosmos.esa.int/solarorbiterwiki/display/SOSP/LTP05+Oct+2021-Dec+2021#LTP05Oct2021Dec2021-RCalibrations>.
- Hathaway, David H. und Robert M. Wilson (Okt. 2004). »What the Sunspot Record Tells Us About Space Climate«. In: *Solar Physics* 224.1, Seiten 5–19. DOI: 10.1007/s11207-005-3996-8. URL: <https://doi.org/10.1007/s11207-005-3996-8>.
- Hellinger, Petr u. a. (2011). »Heating and cooling of protons in the fast solar wind between 0.3 and 1 AU: Helios revisited«. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 116.A9. DOI: <https://doi.org/10.1029/2011JA016674>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2011JA016674>.
- Huang, Norden Eh (2014). *Hilbert-Huang transform and its applications*. Band 16. World Scientific.
- Kasper, J. C. u. a. (Dez. 2021). »Parker Solar Probe Enters the Magnetically Dominated Solar Corona«. In: *Phys. Rev. Lett.* 127 (25), Seite 255101. DOI: 10.1103/PhysRevLett.127.255101. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.127.255101>.
- Keudell, A. von (2017). *Einführung in die Plasmaphysik*. URL: <https://www.ep2.ruhr-uni-bochum.de/files/skripte/skriptpp.pdf>.
- Knipp, Delores J. u. a. (2018). »On the Little-Known Consequences of the 4 August 1972 Ultra-Fast Coronal Mass Ejecta: Facts, Commentary, and Call to Action«. In: *Space Weather* 16.11, Seiten 1635–1643. DOI: <https://doi.org/10.1029/2018SW002024>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018SW002024>.
- Landi, E. u. a. (Dez. 2011). »CARBON IONIZATION STAGES AS A DIAGNOSTIC OF THE SOLAR WIND«. In: *The Astrophysical Journal* 744.2, Seite 100. DOI: 10.1088/0004-637x/744/2/100. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/744/2/100>.
- Leer, Egil und Thomas E. Holzer (1980). »Energy addition in the solar wind«. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 85.A9, Seiten 4681–4688. DOI: <https://doi.org/10.1029/JA085iA09p04681>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA085iA09p04681>.
- Livi, S. und E. Marsch (1987). »Generation of solar wind proton tails and double beams by Coulomb collisions«. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 92.A7, Seiten 7255–7261. DOI: <https://doi.org/10.1029/JA092iA07p07255>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA092iA07p07255>.

- Longair, Malcolm S. (2011). *High Energy Astrophysics*.
- Lorrain, Paul und Nikos Salingaros (1993). »Local currents in magnetic flux tubes and flux ropes«. In: *American Journal of Physics* 61.9, Seiten 811–817. DOI: 10.1119/1.17445. URL: <https://doi.org/10.1119/1.17445>.
- Louarn, P. u. a. (Dez. 2021). »Multiscale views of an Alfvénic slow solar wind: 3D velocity distribution functions observed by the Proton-Alpha Sensor of Solar Orbiter«. In: 656.
- Manoharan, P. (Okt. 2008). »The Solar Wind«. In: *Lecture Notes in Physics*, Seiten 235–265. DOI: 10.1007/3-540-36963-5_9.
- Marsch, E. (1991). »Turbulence in the Solar Wind«. In: *Reviews in Modern Astronomy*. Herausgegeben von Gerhard Klare. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, Seiten 145–156.
- (Juli 2006). »Kinetic Physics of the Solar Corona and Solar Wind«. In: *Living Reviews in Solar Physics* 3. DOI: 10.12942/lrsp-2006-1.
- Marsch, E., K.-H. Mühlhäuser u. a. (1982). »Solar wind protons: Three-dimensional velocity distributions and derived plasma parameters measured between 0.3 and 1 AU«. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 87.A1, Seiten 52–72. DOI: <https://doi.org/10.1029/JA087iA01p00052>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA087iA01p00052>.
- Marsch, E., Shuo Yao und Tu C.-Y (Feb. 2009). »Proton beam velocity distributions in an interplanetary coronal mass ejection«. In: *Annales Geophysicae* 27. DOI: 10.5194/angeo-27-869-2009.
- Marsch, Eckart (2012). »Helios: evolution of distribution functions 0.3–1 AU«. In: *Space science reviews* 172.1, Seiten 23–39.
- McIntosh, Scott W. u. a. (Sep. 2011). »SOLAR CYCLE VARIATIONS IN THE ELEMENTAL ABUNDANCE OF HELIUM AND FRACTIONATION OF IRON IN THE FAST SOLAR WIND: INDICATORS OF AN EVOLVING ENERGETIC RELEASE OF MASS FROM THE LOWER SOLAR ATMOSPHERE«. In: *The Astrophysical Journal* 740.1, Seite L23. DOI: 10.1088/2041-8205/740/1/123. URL: <https://doi.org/10.1088/2041-8205/740/1/123>.
- McKeegan, K. D. u. a. (2011). »The Oxygen Isotopic Composition of the Sun Inferred from Captured Solar Wind«. In: *Science* 332.6037, Seiten 1528–1532. DOI: 10.1126/science.1204636. URL: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1204636>.
- Mostafavi, P. u. a. (Feb. 2022). »Alpha-Proton Differential Flow of the Young Solar Wind: Parker Solar Probe Observations«. In: *The Astrophysical Journal Letters* 926.2, Seite L38. DOI: 10.3847/2041-8213/ac51e1. URL: <https://doi.org/10.3847/2041-8213/ac51e1>.

- Müller, D. u. a. (2020). »The Solar Orbiter mission - Science overview«. In: *A&A* 642, A1. DOI: 10.1051/0004-6361/202038467. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038467>.
- Němeček, Zdeněk u. a. (2021). »Spectra of Temperature Fluctuations in the Solar Wind«. In: *Atmosphere* 12.10. DOI: 10.3390/atmos12101277. URL: <https://www.mdpi.com/2073-4433/12/10/1277>.
- Neugebauer, Marcia und Conway W. Snyder (1966). »Mariner 2 observations of the solar wind: 1. Average properties«. In: *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 71.19, Seiten 4469–4484. DOI: <https://doi.org/10.1029/JZ071i019p04469>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JZ071i019p04469>.
- Noci, G. (Jan. 2003). »The Temperature of the Solar Corona«. In: *Memorie della Società Astronomica Italiana* 74, Seite 704.
- Obridko, V. N. und O. L. Vaisberg (März 2017). »On the history of the solar wind discovery«. In: *Solar System Research* 51.2, Seiten 165–169. DOI: 10.1134/S0038094617020058. URL: <https://doi.org/10.1134/S0038094617020058>.
- Ogilvie, K. W. und J. Hirshberg (1974). »The solar cycle variation of the solar wind helium abundance«. In: *Journal of Geophysical Research (1896-1977)* 79.31, Seiten 4595–4602. DOI: <https://doi.org/10.1029/JA079i031p04595>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/JA079i031p04595>.
- Osmane, Adnane, A. Hamza und Karim Meziane (Mai 2010). »On the generation of proton beams in fast solar wind in the presence of obliquely propagating Alfvén waves«. In: *Journal of Geophysical Research* 115. DOI: 10.1029/2009JA014655.
- Owen, C. J. u. a. (2020). »The Solar Orbiter Solar Wind Analyser (SWA) suite«. In: *A&A* 642, A16. DOI: 10.1051/0004-6361/201937259. URL: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201937259>.
- Owocki, S. P., T. E. Holzer und A. J. Hundhausen (Dez. 1983). »The solar wind ionization state as a coronal temperature diagnostic«. In: *The Astrophysical Journal* 275, Seiten 354–366. DOI: 10.1086/161538.
- Owocki, SP und JD Scudder (1983). »The effect of a non-Maxwellian electron distribution on oxygen and iron ionization balances in the solar corona«. In: *The Astrophysical Journal* 270, Seiten 758–768.
- Parker, E. N. (Nov. 1958). »Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields.« In: *Astrophysical Journal* 128, Seite 664. DOI: 10.1086/146579.
- (Jan. 1964). »Dynamical Properties of Stellar Coronas and Stellar Winds. I. Integration of the Momentum Equation.« In: *Astrophysical Journal* 139, Seite 72. DOI: 10.1086/147740.
- (Juli 1988). »Nanoflares and the Solar X-Ray Corona«. In: *The Astrophysical Journal* 330, Seite 474. DOI: 10.1086/166485.

- Patoul, Judith de (2011). »Stereoscopy and tomography of coronal structures«. Dissertation. Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig.
- Perez, Jean C. u. a. (Apr. 2021). »How Alfvén waves energize the solar wind: heat versus work«. In: *Journal of Plasma Physics* 87.2. DOI: 10.1017/s0022377821000167. URL: <https://doi.org/10.1017%5C2Fs0022377821000167>.
- Perrone, Denise u. a. (Dez. 2018). »Radial evolution of the solar wind in pure high-speed streams: HELIOS revised observations«. In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 483.3, Seiten 3730–3737. DOI: 10.1093/mnras/sty3348. URL: <https://doi.org/10.1093/mnras/sty3348>.
- Richardson, I. G. und H. V. Cane (Juni 2010). »Near-Earth Interplanetary Coronal Mass Ejections During Solar Cycle 23 (1996–2009): Catalog and Summary of Properties«. In: *Solar Physics* 264.1, Seiten 189–237. DOI: 10.1007/s11207-010-9568-6. URL: <https://doi.org/10.1007/s11207-010-9568-6>.
- Rikitake, Tsuneji (Jan. 1958). »Oscillations of a system of disk dynamos«. In: *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* 54, Seiten 89–105. DOI: 10.1017/S0305004100033223.
- Riley, P. und J. G. Luhmann (Apr. 2012). »Interplanetary Signatures of Unipolar Streamers and the Origin of the Slow Solar Wind«. In: *Solar Physics* 277.2, Seiten 355–373. DOI: 10.1007/s11207-011-9909-0. URL: <https://doi.org/10.1007/s11207-011-9909-0>.
- Riley, Pete u. a. (Dez. 2008). »A Comparison between Global Solar Magnetohydrodynamic and Potential Field Source Surface Model Results«. In: *The Astrophysical Journal* 653, Seite 1510. DOI: 10.1086/508565.
- Ryutova, Margarita (2018). *Physics of Magnetic Flux Tubes*. Springer International Publishing. DOI: 10.1007/978-3-319-96361-7. URL: <https://doi.org/10.1007/978-3-319-96361-7>.
- Sakurai, Takashi (2017). »Heating mechanisms of the solar corona«. In: *Proceedings of the Japan Academy, Series B* 93.2, Seiten 87–97. DOI: 10.2183/pjab.93.006.
- Sanchez-Diaz, Eduardo u. a. (2016). »The very slow solar wind: Properties, origin and variability«. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 121.4, Seiten 2830–2841. DOI: <https://doi.org/10.1002/2016JA022433>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2016JA022433>.
- Scarf, Frederick L. (Okt. 1970). »Microscopic structure of the solar wind«. In: *Space Science Reviews* 11.2, Seiten 234–270. DOI: 10.1007/BF00241523. URL: <https://doi.org/10.1007/BF00241523>.
- Schwartz, Steven J. (1980). »Plasma instabilities in the solar wind: A theoretical review«. In: *Reviews of Geophysics* 18.1, Seiten 313–336. DOI: <https://doi.org/10.1029/RG018i001p00313>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/RG018i001p00313>.

- Scudder, J. D. (Aug. 2015). »RADIAL VARIATION OF THE SOLAR WIND PROTON TEMPERATURE: HEAT FLOW OR ADDITION?« In: *The Astrophysical Journal* 809.2, Seite 126. DOI: 10.1088/0004-637x/809/2/126. URL: <https://doi.org/10.1088/0004-637x/809/2/126>.
- Severino, Giuseppe (2017). *The Structure and Evolution of the Sun*. 1nd. Springer International Publishing AG. URL: <https://link.springer.com/book/10.1007/978-3-319-64961-0>.
- Shoda, Munehito, Takaaki Yokoyama und Takeru K. Suzuki (Juni 2018). »Frequency-dependent Alfvén-wave Propagation in the Solar Wind: Onset and Suppression of Parametric Decay Instability«. In: *The Astrophysical Journal* 860.1, Seite 17. DOI: 10.3847/1538-4357/aac218. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aac218>.
- Solanki, Sami K, Bernd Inhester und Manfred Schüssler (Feb. 2006). »The solar magnetic field«. In: *Reports on Progress in Physics* 69.3, Seiten 563–668. DOI: 10.1088/0034-4885/69/3/r02. URL: <https://doi.org/10.1088%5C2F0034-4885%5C%2F69%5C%2F3%5C%2Fr02>.
- Srivastava, Madhur (2018). »IMPROVING SIGNAL RESOLUTION AND REDUCING EXPERIMENT TIME IN ELECTRON SPIN RESONANCE SPECTROSCOPY VIA DATA PROCESSING METHODS«. Dissertation. Cornell University.
- Stakhiv, Mark u. a. (März 2015). »On the origin of mid-latitude fast wind: Challenging the two-state solar wind paradigm«. In: *The Astrophysical Journal* 801, Seite 100. DOI: 10.1088/0004-637X/801/2/100.
- Stenflo, Jan Olof (1994). *Solar Magnetic Fields*. Springer Netherlands. DOI: 10.1007/978-94-015-8246-9. URL: <https://doi.org/10.1007%5C%2F978-94-015-8246-9>.
- Strong, K., Julia Saba und Therese Kucera (Sep. 2012). »Understanding Space Weather: The Sun as a Variable Star«. In: *Bulletin of the American Meteorological Society* 93, Seiten 1327–1335. DOI: 10.1175/BAMS-D-11-00179.1.
- Suess, S. T. (Aug. 1982). »Unsteady, thermally conductive coronal flow«. In: *The Astrophysical Journal* 259, Seiten 880–899. DOI: 10.1086/160222.
- Tapping, K. F. (2013). »The 10.7 cm solar radio flux (F10.7)«. In: *Space Weather* 11.7, Seiten 394–406. DOI: <https://doi.org/10.1002/swe.20064>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/swe.20064>.
- Thompson, Barbara J. u. a. (2021). »Solar Flares and Coronal Mass Ejections«. In: *Solar Physics and Solar Wind*. American Geophysical Union (AGU). Kapitel 5, Seiten 179–220. DOI: <https://doi.org/10.1002/9781119815600.ch5>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/9781119815600.ch5>.
- Vasquez, Alberto M., Adriaan A. van Ballegooijen und John C. Raymond (Dez. 2003). »The Effect of Proton Temperature Anisotropy on the Solar Minimum Corona and Wind«. In:

- The Astrophysical Journal* 598.2, Seiten 1361–1374. DOI: 10.1086/379008. URL: <https://doi.org/10.1086/379008>.
- Vázquez, Iago u. a. (2021). »A Comparison of Multivariate Time Series Clustering Methods«. In: *15th International Conference on Soft Computing Models in Industrial and Environmental Applications (SOCO 2020)*. Herausgegeben von Álvaro Herrero u. a. Cham: Springer International Publishing, Seiten 571–579.
- Viall, Nicholeen M. und Joseph E. Borovsky (2020). »Nine Outstanding Questions of Solar Wind Physics«. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 125.7. e2018JA026005 2018JA026005, e2018JA026005. DOI: <https://doi.org/10.1029/2018JA026005>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018JA026005>.
- Wang, Y.-M. (Aug. 2008). »Relating the Solar Wind Helium Abundance to the Coronal Magnetic Field«. In: *The Astrophysical Journal* 683.1, Seiten 499–509. DOI: 10.1086/589766. URL: <https://doi.org/10.1086/589766>.
- Watson, Christopher (2021). *Solar Orbiter Roll Scheduling Strategy TN*. URL: <https://issues.cosmos.esa.int/solarorbiterwiki/download/attachments/44997148/SOL-SGS-TN-0018-roll-1.0.pdf?api=v2>.
- Wurz, P. (Dez. 2005). »Solarwind Composition«. In: *The Dynamic Sun: Challenges for Theory and Observations*. Herausgegeben von D. Danesy u. a. Band 11. ESA Special Publication, 44.1, Seite 44.1.
- Xu, Fei und Joseph E. Borovsky (2015). »A new four-plasma categorization scheme for the solar wind«. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 120.1, Seiten 70–100. DOI: <https://doi.org/10.1002/2014JA020412>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2014JA020412>.
- Yang, Li-Ping u. a. (März 2011). »Numerical Validation and Comparison of Three Solar Wind Heating Methods by the SIP-CESE MHD Model«. In: *Chinese Physics Letters* 28.3, Seite 039601. DOI: 10.1088/0256-307x/28/3/039601. URL: <https://doi.org/10.1088/0256-307x/28/3/039601>.
- Yavor, Mikhail (2009). »Chapter 6 Electrostatic Energy Analyzers«. In: *Optics of Charged Particle Analyzers*. Band 157. Advances in Imaging and Electron Physics. Elsevier, Seiten 213–258. DOI: [https://doi.org/10.1016/S1076-5670\(09\)01606-1](https://doi.org/10.1016/S1076-5670(09)01606-1). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1076567009016061>.
- Zerbo, J.-L. und J. D. Richardson (2015). »The solar wind during current and past solar minima and maxima«. In: *Journal of Geophysical Research: Space Physics* 120.12, Seiten 10, 250–10, 256. DOI: <https://doi.org/10.1002/2015JA021407>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2015JA021407>.
- Zhao, L und E Landi (2014). »Polar and equatorial coronal hole winds at solar minima: from the heliosphere to the inner corona«. In: *The Astrophysical Journal* 781.2, Seite 110.

- Zhao, L. u. a. (Sep. 2017). »On the Relation between the In Situ Properties and the Coronal Sources of the Solar Wind«. In: *The Astrophysical Journal* 846.2, Seite 135. DOI: 10.3847/1538-4357/aa850c. URL: <https://doi.org/10.3847/1538-4357/aa850c>.
- Zouganelis, I. u. a. (Sep. 2020). »The Solar Orbiter Science Activity Plan«. In: *Astronomy and Astrophysics* 642, A3. DOI: 10.1051/0004-6361/202038445. URL: <https://doi.org/10.1051%5C%2F0004-6361%5C%2F202038445>.
- Zurbuchen, Thomas H. u. a. (Nov. 2012). »Sources of Solar Wind at Solar Minimum: Constraints from Composition Data«. In: *Space Science Reviews* 172.1, Seiten 41–55. DOI: 10.1007/s11214-012-9881-5. URL: <https://doi.org/10.1007/s11214-012-9881-5>.

Danksagungen

Danken möchte ich zunächst der Arbeitsgruppe Extraterrestrische Physik der CAU Kiel und genauer dem Solar Wind Meeting für die Ermöglichung des Schreibens dieser Arbeit und die kontinuierliche Unterstützung. Insbesondere Verena Heidrich-Meisner hat stets (wochen- wie auch sonn- und feiertags) Rat gegeben. Dafür danke ich ihr sehr. Ebenso geht Dank an meine Büronachbarn und Freunde Hannes und Pierre, mit welchen ich einige Tage im Bachelorandenraum und außerhalb verbracht habe. Besonders danken möchte ich auch meinen Eltern, meinem Bruder, meinen Großeltern, meinen Freunden und meiner Freundin Ella, welche ein Umfeld, in welchem ich diese Arbeit schreiben konnte, geschaffen haben.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Weiterhin versichere ich, dass diese Arbeit noch nicht als Abschlussarbeit an anderer Stelle vorgelegen hat.

Ort und Datum

Unterschrift, Leonard Storcks