PODPIS ZAUFANY
GUSTAVO
COELHO ABADE
06.04.2026 20:09:16 GMT+0200
Dokument podpisany elektronicznie
podpisem zaufanym

AUTOREFERAT

Gustavo Coelho Abade

Spis treści

2 Dyplomy i stopnie naukowe 3
3 Zatrudnienia w jednostkach naukowych 4
4 Osiągnięcie naukowe 5
5 Działalność naukowa za granicą 53
6 Działalność dydaktyczna i organizacyjna 68

Projekty naukowe 73
Krótkoterminowe wizyty 75
Stypendia i nagrody 75
Lista akronimów 76
Literatura 77

2 Dyplomy i stopnie naukowe

2010 Brazylijska Akredytacja [1]
Program Doktorancki Nauk Mechanicznych[2]
Uniwersytet w Brasílii

2010 Doktorat z Nauk Fizycznych (*z wyrónieniem*)
Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski
Tytuł rozprawy: *Analysis of transport phenomena in concentrated suspensions by numerical simulations*
Promotor: Prof. Bogdan Cichocki

2005 Magister Nauk Mechanicznych
Inżynierii Mechanicznej, Uniwersytet w Brasílii
Tytuł pracy: *Sedimentation mechanics of hydrodynamically interacting spherical particles*
Promotor: Prof. Francisco Ricardo da Cunha

2003 Licencjat z Inżynierii Mechanicznej
Wydział Inżynierii Mechanicznej, Uniwersytet w Brasílii
Promotor: Prof. Francisco Ricardo da Cunha

[1] Akredytacja formalnie upoważniła mnie do samodzielnego prowadzenia doktorantów, z pełnymi prerogatywami akademickimi przysługującymi stałym opiekunom w Programie Doktoranckim Nauk Mechanicznych Uniwersytetu w Brasílii (w tym prawem do nadzorowania projektów badawczych, przewodniczenia komisjom egzaminacyjnym oraz udziału w działalności akademickiej i decyzyjnej dotyczącej grona opiekunów programu). Uzyskanie akredytacji w Programie Doktoranckim wymaga odpowiedniego dorobku naukowego oraz zatwierdzenia przez właściwe organy akademickie, zgodnie z regulacjami Uniwersytetu w Brasílii.

[2] Program doktorancki uzyskał ocenę 7 przyznaną przez Ministerstwo Edukacji Brazylii, co oznacza osiągnięcie najwyższego poziomu doskonałości akademickiej w kraju oraz potwierdza jakość kształcenia i badań na poziomie odpowiadającym standardom międzynarodowym.

3 Zatrudnienia w jednostkach naukowych

Obecne stanowisko (od 07/2016)	Adiunkt Instytut Geofizyki Wydział Fizyki Uniwersytet Warszawski, Polska
05/2014 - 04/2016	Pracownik naukowy (postdoc) Wydział Fizyki Universität Konstanz, Niemcy
03/2010 - 04/2014	Adiunkt Wydział Inżynierii Mechanicznej Wydział Technologii Uniwersytet w Brasílii, Brazylia

4 Osiągnięcie naukowe

Moje ostatnie kluczowe osiągnięcie naukowe to seria artykułów tematycznie powiązanych z tematem

Turbulentna kondensacja w chmurach

Wykaz publikacji stanowiących osiągnięcie naukowe

H1 On idealized models of turbulent condensation in clouds, G. C. Abade, Journal of the Atmospheric Sciences, **82**, 1563 (2025).

H2 Persistent mixed-phase states in adiabatic cloud parcels under idealised conditions, G. C. Abade, D. G. Albuquerque, Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, **150**, 3450 (2024).

H3 Broadening of Cloud Droplet Spectra through Eddy Hopping: Turbulent Entraining Parcel Simulations, G. C. Abade, W. W. Grabowski, H. Pawlowska, Journal of the Atmospheric Sciences, **75**, 3365 (2018).

H4 Broadening of Cloud Droplet Spectra through Eddy Hopping: Turbulent Adiabatic Parcel Simulations, W. W. Grabowski, G. C. Abade, Journal of the Atmospheric Sciences, **74**, 1485 (2017).

Powiązana publikacja nie wymieniona jako osiągnięcie naukowe

R1 Modeling of Cloud Microphysics: Can We Do Better?, W. W. Grabowski, H. Morrison, S. Shima, G. C. Abade, P. Dziekan, and H. Pawlowska, Bulletin of the American Meteorological Society, **100**, 655 (2019).

Wykaz publikacji związanych z moją działalnością naukową w instytucjach zagranicznych znajduje się w rozdziale 5 (str. 53).

TURBULENTNA KONDENSACJA W CHMURACH

Gustavo Coelho Abade

WSTĘP

Turbulencja jest zjawiskiem powszechnym w atmosferze i kontroluje liczne procesy zachodzące w chmurach. Wśród tych procesów chmurowych dyfuzyjny wzrost kropelek cieczy i cząstek lodu poprzez kondensację pary wodnej jest zazwyczaj uznawany za najprostszy. Jednak pełne zrozumienie turbulencji (co samo w sobie stanowi trudny problem) w interakcji z dodatkowymi *złożonościami*, takimi jak kondensacja, pozostaje nieuchwytne. Świadczą o tym co najmniej dwa od dawna znane *paradoksy* w fizyce chmur:

(i) występowanie szerokich rozkładów rozmiarów kropelek w adiabatycznych rdzeniach ciepłych (pozbawionych lodu) chmur, których nie można przewidzieć za pomocą standardowych teorii kondensacji [np. Shaw (2003)];

(ii) trwałość długotrwałych chmur mieszanej fazy (występujących na przykład w Arktyce) pomimo przypuszczalnej wewnętrznej niestabilności mikrofizycznej wynikającej z tzw. procesu Wegenera–Bergerona–Findeisena[3] (WBF)[4] [np. Morrison et al. (2012)].

Zadowalające wyjaśnienie powyższych paradoksów ma kluczowe znaczenie dla zrozumienia powstawania opadów oraz tego, w jaki sposób chmury oddziałują z falami elektromagnetycznymi, modulując promieniowanie słoneczne. Z teoretycznego punktu widzenia

[3] Proces Wegenera–Bergerona–Findeisena (WBF) opisuje szybki wzrost cząstek lodu kosztem parujących przechłodzonych kropelek chmurowych w chmurach mieszanej fazy [np. Storelvmo and Tan (2015)].

[4] Lista akronimów znajduje się w Tabeli 1 na stronie 76.

paradoksy te skłaniają nas do ponownego przeanalizowania rzekomo "rozsądnych" założeń, które sprawiają, że istniejące modele chmur nie są w stanie wyjaśnić obserwacji.

Założenia modelowe w fizyce chmur są często wprowadzane w sposób milczący lub sformułowany nieprecyzyjnie. W rezultacie kwestia ich przybliżonej poprawności nie jest nawet właściwie postawiona. Ponieważ ścisły opis chmur jest wyjątkowo trudny, konieczne jest częściowe poświęcenie pełnej kompletności fizycznej na rzecz budowy modeli o charakterze traktowalnym obliczeniowo. Powinno się to jednak odbywać na podstawie wiarygodnych i jasno zdefiniowanych założeń *a priori*. Dążenie do realizacji tego programu stanowi istotę mojej działalności badawczej. Jest to zadanie wymagające, które wiąże się z koniecznością rozwiązywania złożonych problemów *domknięcia* na różnych poziomach opisu.

Na poziomie opisu stosowanym w symulacjach chmur metodą wielkich wirów (*large-eddy simulations*, LES) pojawiają się problemy domknięcia, ponieważ istotne procesy mikrofizyczne (w szczególności dyfuzyjny wzrost cząstek chmurowych) zachodzą w skalach mniejszych niż rozdzielczość czasoprzestrzenna modelu. Problem domknięcia polega więc na powiązaniu szybkości *nierozwiązanych* procesów mikrofizycznych z *rozwiązanymi* zmiennymi modelu.

Dla układów z wyraźną separacją skal można stosunkowo łatwo wyprowadzić domknięty układ równań dla *autonomicznej* ewolucji *rozwiązanych* zmiennych, wykorzystując jedynie częściową informację o stanie *nierozwiązanym*. W dynamice chmur brak takiej separacji znacznie to utrudnia, dlatego poprawny opis ewolucji w LES musi uwzględniać *efekty pamięci*, trudne do modelowania i kosztowne obliczeniowo. Paradoksy **(i)** i **(ii)** wynikają częściowo z ich niedostatecznego ujęcia w istniejących modelach.

W tym kontekście prace **H1** do **H4** (wymienione na stronie 5) opisują moją próbę modelowania mikrofizycznych stanów chmur, które z perspektywy LES pozostają nierozwiązane, oraz bezpośred-

niego obliczania wspomnianych wyżej efektów pamięci. Na tym mikrofizycznym poziomie opisu pojawiają się inne typy problemów domknięcia („kinetyczne"), związanych z przybliżoną reprezentacją turbulentnego mieszania oraz oddziaływań cząstek chmurowych. Prace **H4**, **H3** oraz **H1** opisują moje wysiłki modelowe dotyczące procesów w ciepłych chmurach i odnoszą się do paradoksu **(i)**, natomiast praca **H2** przedstawia wstępną próbę rozwiązania paradoksu **(ii)**.

W dalszej części formułuję problem w bardziej technicznych terminach, wykorzystując podejście przedstawione w preprincie Abade (2026). Posługuję się językiem lepiej znanym środowisku wykorzystującemu metody funkcji gęstości prawdopodobieństwa (PDF – probability density function) do badania turbulencji hydrodynamicznej oddziałującej ze spalaniem lub cząstkami zawieszonymi [np. Pope (1985, 2004), Pozorski and Minier (1999), Minier and Peirano (2001); Minier et al. (2014)].

Wybieram sformułowanie oparte na PDF [w dużej mierze pod wpływem dyskusji z Martą Wacławczyk (Uniwersytet Warszawski)], ponieważ zapewnia ono przejrzysty obraz problemów domknięcia pojawiających się w modelach chmur. Główne idee sięgają jednak znacznie starszych, fundamentalnych podejść, które stanowiły dla mnie niezwykle użyteczne wskazówki, takich jak kinetyczna teoria rozrzedzonych gazów [np. Balescu (1975); Résibois and De Leener (1977); Spohn (1980, 1991); Piasecki (1997)] oraz plazmy [np. Van Kampen and Felderhof (1967); Balescu (1988, 2005)], a także teoria ruchów Browna [np. Einstein (1906); Smoluchowski (1906); Langevin (1908); Cichocki (2017)].

UKŁAD FIZYCZNY

Podstawowy mikroskopowy model chmury stanowi zbiór kropelek cieczy oraz (ewentualnie) cząstek lodu rozproszonych w gazowej mieszaninie pary wodnej i suchego powietrza (głównie azotu i tlenu). Powstawanie i ewolucja chmur są w naturalny sposób zależne od wzrostu pojedynczych cząstek chmurowych (ciekłych lub lodowych). *Wzrost dyfuzyjny*, w którym cząsteczki pary wodnej dyfundują bezpośrednio do cząstki chmurowej, jest jedynym mechanizmem wzrostu cząstek, którym będę się tutaj zajmował. Chociaż inne mechanizmy wzrostu cząstek, takie jak koagulacja kropelek cieczy czy agregacja cząstek lodu, są fizycznie bardzo interesujące, pozostawiam je do przyszłych badań.

Dla uproszczenia zakładam, że zarówno kropelki cieczy, jak i cząstki lodu mają kształt kulisty. Każda cząstka chmurowa jest wówczas charakteryzowana przez swój równoważny promień R, zdefiniowany jako promień kuli mającej taką samą objętość skondensowanej wody jak dana cząstka. Wówczas wzrost dyfuzyjny (zachodzący wtedy, gdy wilgotne powietrze otaczające cząstki chmurowe zawiera nadmiar pary wodnej względem wartości równowagowej) może być opisany równaniem

$$\dot{R} = g_\alpha(R, S_\alpha), \tag{1}$$

gdzie α oznacza fazę kondensatu wodnego (ciecz lub lód), a g_α jest funkcją wzrostu zależną od równoważnego promienia R oraz od *przesycenia* S_α. To ostatnie wielkościowo opisuje względny stopień, w jakim ciśnienie pary wodnej $e(q, p)$ przekracza wartość nasycenia $e_{s,\alpha}(\theta)$ nad fazą α,

$$S_\alpha = \hat{S}_\alpha(\boldsymbol{\phi}) \equiv e(q, p)/e_{s,\alpha}(\theta) - 1, \tag{2}$$

gdzie $\boldsymbol{\phi} = (\theta, q, p)$ oznacza stan termodynamiczny wilgotnego powietrza, charakteryzowany przez stosunek zmieszania pary wodnej q (miarę zawartości pary wodnej w wilgotnym powietrzu), temperaturę θ oraz całkowite ciśnienie p.

Dyfuzyjny wzrost pojedynczej cząstki chmurowej opisany równaniem (1) wydaje się bardzo prosty. Jednak układ staje się złożony, ponieważ cząstki chmurowe rosną w wilgotnym powietrzu podlegającym *ruchowi turbulentnemu* (S_α jest polem turbulentnym), a cząstki znajdujące się w niewielkiej odległości oddziałują poprzez swoje wzajemne dyfuzyjne pola pary wodnej. Problem staje się jeszcze trudniejszy, ponieważ istniejące teorie turbulencji wydają się coraz mniej dokładne przy przechodzeniu do małych skal [np. Sreenivasan (1999), Dubrulle (2019), Eyink (2024) oraz Sreenivasan and Schumacher (2025)], czyli dokładnie tam, gdzie zachodzą mikrofizyczne procesy chmurowe.

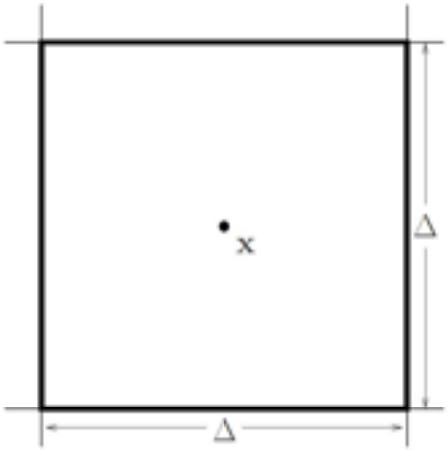
Opis problemu

Uśrednianie przestrzenne (coarse-graining). Numeryczne rozwiązania równań opisujących przepływ w chmurach operują na zmiennych termo-hydrodynamicznych, które są określone w punktach siatki zdyskretyzowanej przestrzeni o zadanej rozdzielczości Δ (zob. Rys. 1). Dyskretyzację przestrzenną można interpretować jako *uśrednianie w skali* Δ pól termo-hydrodynamicznych będących przedmiotem zainteresowania. Mogą to być temperatura $\theta(\mathbf{x}, t)$, prędkość $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ oraz pewna miara zawartości pary wodnej w wilgotnym powietrzu, np. stosunek zmieszania pary wodnej $q(\mathbf{x}, t)$. Operację uśredniania można zapisać (przykładowo dla temperatury) jako splot

$$\tilde{\theta}(\mathbf{x}, t) = \int G_\Delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}')\, \theta(\mathbf{x}', t)\, d\mathbf{x} \equiv (G_\Delta * \theta)(\mathbf{x}, t), \tag{3}$$

gdzie $G_\Delta(\mathbf{r})$ jest nieujemnym, znormalizowanym (o całce równej jeden) jądrem, które szybko zanika dla $|\mathbf{r}| \gtrsim \Delta$ (jest przestrzennie zlokalizowane) i w granicy $\Delta \to 0$ przechodzi w deltę Diraca [np. Germano (1992)].

W ujęciu LES-u skala uśredniania Δ znajduje się w zakresie bezwładnościowym turbulencji chmurowej i zazwyczaj waha się od kilku metrów do kilkudziesięciu metrów.



Rysunek 1: Komórka siatki zdyskretyzowanego obszaru chmury o rozdzielczości Δ.

Równania bilansu uśrednione w skali gruboziarnistej. Termodynamiczny rdzeń numerycznych modeli chmur rozwiązuje pola uśrednione w skali siatki modelu dla stosunku zmieszania pary wodnej $\bar{q}$ oraz temperatury $\bar{\theta}$. Pola te ewoluują zgodnie z poniższymi równaniami zachowania,

$$\partial_t \bar{q} = -\bar{\mathcal{C}}_{\text{liq}} - \bar{\mathcal{C}}_{\text{ice}} + \cdots , \tag{4}$$

oraz

$$\partial_t \bar{\theta} = \frac{L_{\text{v}}}{c_p}\bar{\mathcal{C}}_{\text{liq}} + \frac{L_{\text{s}}}{c_p}\bar{\mathcal{C}}_{\text{ice}} + \frac{L_{\text{f}}}{c_p}\bar{\mathcal{F}} + \cdots , \tag{5}$$

gdzie $\bar{\mathcal{C}}_{\text{liq}}$ oznacza tempo kondensacji, $\bar{\mathcal{C}}_{\text{ice}}$ tempo depozycji (resublimacji), a $\bar{\mathcal{F}}$ tempo zamarzania. Symbol c_p oznacza ciepło właściwe suchego powietrza przy stałym ciśnieniu, natomiast L_{v}, L_{s} oraz L_{f} są odpowiednio ciepłami utajonymi parowania, sublimacji i topnienia. Kropki po prawej stronie oznaczają inne wkłady, których nie musimy zapisywać jawnie, takie jak transport $\bar{q}$ i $\bar{\theta}$ przez turbulentny przepływ oraz dyfuzję molekularną.

Problem domknięcia. Uśrednianie w skali gruboziarnistej wprowadza rozróżnienie między skalami *rozwiązywanymi* (resolved) i *nie-*

rozwiązywanymi (unresolved) opisu, co prowadzi do tzw. *problemu domknięcia*. Polega on na powiązaniu wielkości $\tilde{C}_{\text{liq}}$, $\tilde{C}_{\text{ice}}$ oraz $\tilde{\mathcal{F}}$, które są szybkościami procesów kontrolowanych przez zjawiska zachodzące w skalach *nierozwiązywanych*, z *rozwiązywanymi* zmiennymi modelu: $\tilde{q}$, $\tilde{\theta}$ oraz zmiennymi charakteryzującymi rozproszony kondensat wody.

Szczegółowa reprezentacja kondensatu wodnego jest dana przez uśredniony w skali siatki *rozkład rozmiarów cząstek* (PSD – *particle size distribution*), oznaczany jako $\tilde{n}_\alpha(r;\mathbf{x},t)$. Ma on tę własność, że

$$\tilde{n}_\alpha(r;\mathbf{x},t)\,dr \tag{6}$$

oznacza liczbę cząstek chmurowych rodzaju α (na jednostkę masy suchego powietrza, w objętości o charakterystycznym rozmiarze Δ wokół punktu $\mathbf{x}$) o promieniu równoważnym R należącym do przedziału $[r, r+dr]$.

Nieco uproszczona reprezentacja kondensatu wodnego [stosowana na przykład w wielomomentowych schematach typu bulk (Liu et al., 2023)] opiera się na obciętej reprezentacji PSD, w której zachowuje się niewielki zbiór jego momentów statystycznych,

$$\tilde{\mu}_\alpha^{(k)}(\mathbf{x},t) = \int r^k\,\tilde{n}_\alpha(r;\mathbf{x},t)\,dr, \qquad (k=0,1,2,\ldots).$$

Momenty te ewoluują zgodnie z równaniami bilansu postaci

$$\partial_t \tilde{\mu}_\alpha^{(k)} = \text{źródło} - \nabla\cdot(\text{strumień}), \tag{7}$$

gdzie wyraz *źródłowy* musi zostać wyrażony poprzez $\tilde{q}$, $\tilde{\theta}$ oraz zachowane momenty, aby otrzymać układ zamkniętych autonomicznych równań.

W szczególności niektóre schematy wielomomentowe zachowują moment zerowy, który odpowiada uśrednionej w skali siatki koncentracji liczbowej $\tilde{\mathcal{N}}_\alpha$ cząstek chmurowych rodzaju α. Ewoluuje

ona zgodnie z równaniem

$$\partial_t \tilde{\mathcal{N}}_\alpha \equiv \partial_t \tilde{\mu}_\alpha^{(0)} = \text{szybkość nukleacji} + \cdots, \tag{8}$$

gdzie *szybkość nukleacji* jest lokalnym źródłem cząstek chmurowych, które musi zostać domknięte. Obejmuje to aktywację kropelek cieczy z aerozoli (dla $\alpha =$ 'liq') oraz zamarzanie przechłodzonych kropelek (dla $\alpha =$ 'ice').

Problemy domknięcia sformułowane powyżej są niezwykle trudne. W konfiguracji LES, gdzie skale uśredniania znajdują się w zakresie bezwładnościowym turbulencji chmurowej, nie występuje oczywisty *mały parametr*, który wskazywałby na separację skal, jak ma to miejsce w „prostszych" problemach pojawiających się w kinetycznej teorii rozrzedzonych gazów [np. Piasecki (1997)]. W związku z tym nie istnieje prosta systematyczna procedura domykania układów równań na poziomie opisu stosowanym w LES. Aby jednak w praktyce robić postępy, domknięcie osiąga się zwykle kosztem przyjęcia szeregu silnych założeń. Jednym z takich założeń (często niewyrażanym wprost) jest *przybliżenie pola średniego* (*mean-field approximation*).

Przybliżenie pola średniego. Idea przybliżenia pola średniego (MFA, *mean-field approximation*) stosowanego do opisu dyfuzyjnego wzrostu cząstek chmurowych polega na zastąpieniu rzeczywistego pola przesycenia jego wartością średnią. Jest ona przybliżana przez $\hat{S}_\alpha(\tilde{\boldsymbol{\phi}})$, gdzie $\tilde{\boldsymbol{\phi}}$ oznacza uśredniony w skali siatki stan termodynamiczny. To przybliżenie jest jedną z możliwych przyczyn paradoksów **(i)** i **(ii)**, jak wyjaśnię poniżej.

Po pierwsze, przybliżenie pola średniego wpływa na ewolucję lokalnej wariancji $\tilde{\sigma}_\alpha^2$ promienia równoważnego cząstek,

$$\tilde{\sigma}_\alpha^2 \propto \tilde{\mu}_\alpha^{(2)} - \tilde{\mu}_\alpha^{(1)} \tilde{\mu}_\alpha^{(1)},$$

która jest opisana równaniem postaci

$$\partial_t \tilde{\sigma}_\alpha^2 = \text{źródło} - \nabla \cdot (\text{strumień}).$$

Jeśli zaniedba się efekty substancji rozpuszczonych oraz napięcia powierzchniowego (co jest rozsądnym przybliżeniem dla dostatecznie dużych kropelek), to nietrudno wykazać, że

$$\text{źródło} < 0 \quad \text{dla} \quad \hat{S}_\alpha(\tilde{\boldsymbol{\phi}}) > 0,$$

co wskazuje na dobrze znaną [np. Rogers and Yau (1989)] lokalną tendencję rozkładu rozmiarów cząstek (PSD) do zwężania się, gdy wszystkie cząstki chmurowe w rozważanym zespole doświadczają jednorodnie tego samego przesycenia pola średniego $\hat{S}_\alpha(\tilde{\boldsymbol{\phi}})$.

Po drugie, w przybliżeniu pola średniego szybkości kondensacji i depozycji są wprost proporcjonalne do odpowiadających im przesyceń pola średniego (Abade, 2026),

$$\tilde{C}_\alpha \propto \hat{S}_\alpha(\tilde{\boldsymbol{\phi}}). \tag{9}$$

Ponieważ funkcje przesycenia (2) spełniają nierówność

$$\hat{S}_{\text{ice}}(\tilde{\boldsymbol{\phi}}) > \hat{S}_{\text{liq}}(\tilde{\boldsymbol{\phi}})$$

dla tego samego uśrednionego stanu termodynamicznego $\tilde{\boldsymbol{\phi}}$ (przy temperaturach poniżej punktu potrójnego), domknięcie (9) sprzyja lokalnej aktywności procesu WBF, charakteryzowanej warunkiem (Abade, 2026)

$$\tilde{C}_{\text{ice}} > 0 > \tilde{C}_{\text{liq}}, \tag{10}$$

co oznacza, że krople cieczy średnio parują, podczas gdy cząstki lodu rosną.

W pracach **H1** do **H4** podjąłem próbę wyjścia poza MFA, aby odnieść się do paradoksów **(i)** i **(ii)**. To alternatywne podejście do modelowania opisałem w Abade (2026) z szerszej perspektywy. Poniżej podsumowuję te ramy teoretyczne.

Poza przybliżeniem pola średniego. Uśrednioną w skali siatki szybkość kondensacji można obliczyć na bardziej fundamentalnych podstawach z (uśrednionego) *łącznego rozkładu promienia i przesycenia* $\tilde{f}_\alpha(r, s_\alpha; \mathbf{x}, t)$,

$$\bar{C}_\alpha = 4\pi\rho_\alpha \int r^2 g_\alpha(r, s_\alpha)\tilde{f}_\alpha(r, s_\alpha)\, dr\, ds_\alpha, \tag{11}$$

gdzie ρ_α jest gęstością masy fazy α, a para (r, s_α) reprezentuje zmienne przestrzeni prób odpowiadające zmiennym losowym (R, S_α) przypisanym cząstkom chmurowym. Dla wygody zapisu pominięto jawne zależności od zmiennych niezależnych $\mathbf{x}$ i t.

Funkcja $\tilde{f}_\alpha(r, s_\alpha; \mathbf{x}, t)$ ma tę własność, że

$$\tilde{f}_\alpha(r, s_\alpha; \mathbf{x}, t)\, dr\, ds_\alpha \tag{12}$$

oznacza liczbę cząstek chmurowych rodzaju α (na jednostkę masy suchego powietrza, w objętości o charakterystycznym rozmiarze Δ wokół punktu $\mathbf{x}$) o promieniu równoważnym R w przedziale $[r, r + dr]$ *oraz* doświadczających przesycenia S_α w przedziale $[s_\alpha, s_\alpha + ds_\alpha]$. Rozkład rozmiarów $\tilde{n}_\alpha(r)$ zdefiniowany w (6) można wyznaczyć z $\tilde{f}_\alpha(r, s_\alpha)$ jako

$$\tilde{n}_\alpha(r) = \int \tilde{f}_\alpha(r, s_\alpha)\, ds_\alpha,$$

co (z dokładnością do stałej normalizacyjnej) stanowi *rozkład marginalny (brzegowy)* dla rozmiarów cząstek, niezależnie od przesycenia, którego doświadczają.

Problem domknięcia na poziomie „kinetycznym". Zauważmy, że $\tilde{f}_\alpha$ zdefiniowana w (12) jest rozkładem *jednocząstkowym*. Oznacza to, że istotna informacja potrzebna do wyznaczenia $\bar{C}_\alpha$ zawarta jest w znacznie *zredukowanej* jednocząstkowej reprezentacji układu wielu cząstek oddziałujących ze sobą oraz z wilgotnym powietrzem w ruchu turbulentnym. Powstaje zatem bardziej fundamentalny *problem*

domknięcia, polegający na wyprowadzeniu *zredukowanego* opisu ewolucji $\tilde{f}_\alpha$ oraz uzyskaniu zamkniętego autonomicznego *równania kinetycznego*,

$$\partial_t \tilde{f}_\alpha + \mathcal{L}\tilde{f}_\alpha = (\partial_t \tilde{f}_\alpha)_{\text{mix}}. \tag{13}$$

Równanie to w przybliżeniu opisuje dynamikę jednocząstkowych rozkładów $\tilde{f}_\alpha$ w obecności złożonych oddziaływań z innymi cząstkami oraz z otaczającym turbulentnym przepływem. Operator różniczkowy $\mathcal{L}$ w (13) schematycznie opisuje tempo zmian $\tilde{f}_\alpha$ wynikające z „przepływu" w przestrzeni fazowej. Wyraz mieszania turbulentnego $(\partial_t \tilde{f}_\alpha)_{\text{mix}}$ (analogiczny do członu kolizyjnego w kinetycznym równaniu Boltzmanna dla rozrzedzonych gazów) jest kluczowym członem wymagającym domknięcia. W naszym wyidealizowanym układzie „bezkolizyjnych" cząstek chmurowych operator mieszania opisuje zmianę $\tilde{f}_\alpha$ wskutek mieszania turbulentnego oraz wskutek oddziaływań z innymi (wystarczająco bliskimi) cząstkami chmurowymi poprzez ich wzajemne dyfuzyjne pole pary wodnej.

Wyprowadzenie z pierwszych zasad zredukowanego opisu dla $\tilde{f}_\alpha$ jest niezwykle trudnym problemem (nierównowagowej) mechaniki statystycznej [np. (Balescu, 1975)], którego nie będziemy tutaj podejmować. Zamiast tego koncentrujemy się na podejściu bardziej fenomenologicznym, opartym na bezpośrednim modelowaniu *stochastycznych* własności Lagranżowskich przypisanych reprezentatywnym cząstkom chmurowym. Prowadzi to w efekcie do „bezkolizyjnego" modelu kinetycznego podobnego do (13) dla odpowiednich jednocząstkowych funkcji rozkładu. Stochastyczne składniki modelu („wyprowadzone" przy użyciu założeń statystycznych oraz analizy wymiarowej *à la* Kolmogorov) mają w przybliżeniu reprezentować informację (stopnie swobody), która została utracona w zredukowanym opisie.

Dyskretna reprezentacja z użyciem cząstek. Rozkład promienia i przesycenia $\tilde{f}_\alpha$ zawiera *minimalną* informację potrzebną do obliczenia

szybkości kondensacji i depozycji zgodnie z równaniem (11). W rzeczywistym modelowaniu wychodzimy jednak od nieco *rozszerzonego opisu*, opartego na funkcji rozkładu $F_\alpha(r, \boldsymbol{\phi}, \mathbf{u}, \mathbf{x}; t)$. Ma ona tę własność, że

$$F_\alpha(r, \boldsymbol{\phi}, \mathbf{u}, \mathbf{x}; t)\, dr\, d\boldsymbol{\phi}\, d\mathbf{u}\, d\mathbf{x},$$

oznacza liczbę cząstek chmurowych rodzaju α (na jednostkę objętości w chwili t) o promieniu równoważnym R w przedziale $[r, r + dr]$, prędkości $\mathbf{U}$ w $[\mathbf{u}, \mathbf{u} + d\mathbf{u}]$, położeniu $\mathbf{X}$ w $[\mathbf{x}, \mathbf{x} + d\mathbf{x}]$ oraz „doświadczających" stanu termodynamicznego $\boldsymbol{\Phi}$ w przedziale $[\boldsymbol{\phi}, \boldsymbol{\phi} + d\boldsymbol{\phi}]$. Dokładniej mówiąc, $\boldsymbol{\Phi}$ charakteryzuje stan termodynamiczny wilgotnego powietrza otaczającego cząstkę chmurową. W zależności od przyjętej formulacji, $\boldsymbol{\Phi}$ może być określony jedynie przez przesycenie S_α lub przez pełny Lagranżowski zestaw zmiennych termodynamicznych: temperaturę Θ, stosunek zmieszania pary wodnej Q oraz ciśnienie P. Małe litery $(r, \boldsymbol{\phi}, \mathbf{u}, \mathbf{x})$ reprezentują zmienne przestrzeni prób odpowiadające zmiennym losowym $(R, \boldsymbol{\Phi}, \mathbf{U}, \mathbf{X})$ przypisanym cząstkom chmurowym.

W rzeczywistym modelowaniu funkcję gęstości F_α przybliża się za pomocą *dyskretnych miar*, wykorzystując skończoną liczbę *cząstek notionalnych* lub *superczą stek*. Dla przepływu chmurowego w objętości Ω przestrzeni fizycznej zawierającej N_α^* *rzeczywistych* cząstek chmurowych rodzaju α, *drobnoziarnista* funkcja gęstości liczby $F_\alpha(r, \boldsymbol{\phi}, \mathbf{u}, \mathbf{x}; t)$ jest reprezentowana przez N_α *superczą stek* ($N_\alpha \ll N_\alpha^*$), z których każda reprezentuje

$$\xi_\alpha \equiv \frac{N_\alpha^*}{N_\alpha}$$

rzeczywistych cząstek,

$$F_\alpha(r, \boldsymbol{\phi}, \mathbf{u}, \mathbf{x}; t) \approx \xi_\alpha \sum_{k=1}^{N_\alpha} \delta(r - R_k)\delta(\boldsymbol{\phi} - \boldsymbol{\Phi}_k)\delta(\mathbf{u} - \mathbf{U}_k)\delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}_k),$$

gdzie zależny od czasu wektor

$$\mathbf{A}_k \equiv (R_k, \boldsymbol{\Phi}_k, \mathbf{U}_k, \mathbf{X}_k), \tag{14}$$

określa *stan* (lub *atrybuty*) k-tej supercząstki chmurowej. Ewolucję w czasie funkcji F_α oblicza się następnie poprzez rozwiązanie układu sprzężonych równań różniczkowych

$$\dot{\mathbf{A}} = \mathcal{H}[\mathbf{A}(t), t], \qquad \mathcal{H} = \mathcal{H}_{\text{det}} + \mathcal{H}_{\text{stoch}}, \tag{15}$$

dla wektora stanu $\mathbf{A}$ wszystkich N_α supercząstek. „Siła" $\mathcal{H}$ ma część deterministyczną $\mathcal{H}_{\text{det}}$ oraz (gdy jest to potrzebne) część stochastyczną $\mathcal{H}_{\text{stoch}}$. *Szum* w stochastycznym członie $\mathcal{H}_{\text{stoch}}$ ma reprezentować efekt wyeliminowanych stopni swobody (szybkich zmiennych) (Résibois and De Leener, 1977; Minier and Peirano, 2001). Ponieważ częściowo rezygnuje się z pełnej kompletności fizycznej, praktyczne modelowanie składników stochastycznych ma charakter półfenomenologiczny i opiera się na rozsądnych *a priori* założeniach statystycznych oraz analizie wymiarowej [zob. np. Minier and Pozorski (1997)].

Łączny rozkład promienia i przesycenia $\tilde{f}_\alpha$ [równanie (12)] można wyznaczyć z F_α poprzez

$$\tilde{f}_\alpha(r, s_\alpha; \mathbf{x}, t) = \int \tilde{F}_\alpha(r, \boldsymbol{\phi}, \mathbf{u}; \mathbf{x}, t)\, \delta[\hat{S}_\alpha(\boldsymbol{\phi}) - s_\alpha]\, d\boldsymbol{\phi}\, d\mathbf{u},$$

gdzie $\tilde{F}_\alpha = G_\Delta * F_\alpha$ jest filtrowaną funkcją gęstości liczby,

$$\tilde{F}_\alpha = \xi_\alpha \sum_{k=1}^{N_\alpha} \delta(r - R_k)\delta(\boldsymbol{\phi} - \boldsymbol{\Phi}_k)\delta(\mathbf{u} - \mathbf{U}_k)\, G_\Delta(\mathbf{x} - \mathbf{X}_k), \tag{16}$$

a $\hat{S}_\alpha(\boldsymbol{\phi})$ jest funkcją przesycenia [równanie (2)] stanu termodynamicznego $\boldsymbol{\phi}$ wilgotnego powietrza. Jądro G_Δ w (16) określa *objętość próbkowania* o charakterystycznej skali długości Δ.

Podsumowanie. W artykułach **H1**–**H4** wykorzystałem powyższą formulację do badania idealizowanych układów chmurowych, w których uśrednione w skali siatki jednocząstkowe rozkłady są jednorodne przestrzennie. Jest to realizowane w tzw. podejściu *parceli chmurowej* (*cloud parcel*). Metoda cząstkowa służy do dyskretyzacji

równań kinetycznych [równanie (13)] opisujących ewolucję jednocząstkowych funkcji rozkładu.

Jako kluczowy pierwszy krok należy wybrać odpowiednie zmienne, czyli atrybuty wchodzące do wektora stanu supercząstek **A**. Określa to przestrzeń fazową na „kinetycznym poziomie" opisu. Następnie trzeba opracować model ewolucji **A**, wyprowadzając (w sposób fenomenologiczny) charakterystyczne równania postaci (15). Istotnym elementem jest opis mieszania turbulentnego poprzez operator $(\partial_t \tilde{f}_\alpha)_{\mathrm{mix}}$, który działa na zmienne stanu termodynamicznego $\boldsymbol{\phi}$. W tym celu zastosowałem prosty, lecz solidny model mieszania zwany *oddziaływaniem poprzez wymianę ze średnią* (IEM – interaction by exchange with the mean) [np. Pope (2000)]. Ponadto włączenie na tym etapie *składników stochastycznych* jest bardzo subtelne i może prowadzić na przykład do artefaktów modelowych (takich jak nielokalne próbkowanie, które omówię później) oraz do naruszenia tzw. *warunków realizowalności* [np. Pope (1985)].

Przedstawione podejście pozwala przewidywać rozkład rozmiarów kropelek $\tilde{n}_{\mathrm{liq}}(r)$, który jest *obserwowalną* wielkością interesującą w kontekście paradoksu **(i)**. Było to przedmiotem prac **H4**, **H3** oraz **H1**. Jeżeli wektor stanu **A** dopuszcza wystarczający stopień zmienności lokalnych warunków napędzających wzrost dyfuzyjny, wówczas bardziej adekwatne domknięcia szybkości kondensacji i depozycji ($\tilde{C}_{\mathrm{liq}}$ i $\tilde{C}_{\mathrm{ice}}$) mogą prowadzić do znacznie mniejszej lokalnej aktywności procesu WBF. Ma to kluczowe znaczenie dla wyjaśnienia paradoksu **(ii)**. Temu zagadnieniu poświęcona była praca **H2**.

W tej części przedstawiam moje główne wkłady w rozwój tej dziedziny, zawarte w publikacjach H1–H4 wymienionych na stronie 5. Prace H4, H3 oraz H1 dotyczą ciepłych (pozbawionych lodu) chmur i odnoszą się do paradoksu (i). Natomiast praca H2 dotyczy chmur mieszanej fazy i podejmuje próbę wyjaśnienia paradoksu (ii) w idealizowanych ramach teoretycznych.

Moja najwcześniejsza praca z tego cyklu (H4), wykonana we współpracy z prof. Wojciechem W. Grabowskim (NCAR), miała charakter bardzo wstępny i posiada ograniczenia, które poddam tu krytycznej analizie. Znacznie bardziej dopracowane ujęcie zostało przedstawione w późniejszym artykule H3. Wnioski płynące z prac H4 i H3 okazały się przydatne przy omawianiu — w artykule przygotowanym we współpracy R1 — zalet metod cząstkowych w badaniu oddziaływań między turbulencją a mikrofizyką w modelach chmur.

Świadomy ograniczeń pracy H4 (a w mniejszym stopniu także H3), potrzebowałem pewnego czasu, aby uporządkować własne podejście i opracować dwa ważne artykuły: H2 oraz H1. Wnoszą one wkład w wyjaśnienie części nieporozumień, które utrudniały zrozumienie tego zagadnienia. Te obszerne prace mogłyby zostać podzielone na kilka krótszych artykułów, ponieważ analizują wiele istotnych i subtelnych aspektów modelowania turbulentnej kondensacji.

W dalszej części przedstawiam moje konkretne wkłady, wyjaśniam uzyskane wyniki oraz wskazuję, dlaczego są one istotne. Tam, gdzie jest to potrzebne, podaję szerszy kontekst i dodatkowe wyjaśnienia, pozwalając sobie na użycie bardziej technicznych terminów.

1.
Wstępny stochastyczny model turbulentnej kondensacji. W pracy **H4**, we współpracy z prof. Wojciechem Grabowskim (NCAR), opracowaliśmy prosty model stochastycznej kondensacji w środowisku turbulentnym, który przypuszczalnie przewiduje szerokie rozkłady rozmiarów kropelek, w ogólnej jakościowej zgodności z pomiarami *in situ*. Model ten (niezbyt trafnie nazwany *modelem przeskakiwania między wirami — eddy-hopping model*, co zostało omówione w **H1**) miał stanowić wiarygodne rozwiązanie paradoksu **(i)** i stał się motywacją do dalszych badań opartych na metodach cząstkowych, w których *przesycenie* traktowane jest jako atrybut opisujący stan termodynamiczny wilgotnego powietrza doświadczany przez cząstki chmurowe. Model miał również stanowić rozsądną reprezentację procesów turbulentnej kondensacji zachodzących w skalach podsiatkowych w symulacjach chmur metodą dużych wirów (LES). Idee te zostały jednak sformułowane w sposób bardziej precyzyjny dopiero później, w pracy **H1**.

Model *eddy hopping* przedstawiony w **H4** (a następnie udoskonalony w **H3**) składa się z układu równań typu (15) dla wektora stanu cząstki

$$\mathbf{A} = (R, S_{\mathrm{liq}}, W), \tag{17}$$

gdzie W jest pionową składową fluktuującej turbulentnej prędkości cząstki. Charakterystyczną cechą modelu *eddy hopping* jest to, że W jest procesem stochastycznym powodującym fluktuacje S_{liq} (przesycenia względem ciekłej wody) poprzez efekt adiabatycznego ochładzania. Pełniejsza prezentacja modelu *eddy hopping* jako mechanizmu lokalnego została przedstawiona dopiero później w pracach **H2** oraz **H1**. W bardzo schematycznym ujęciu idea polega na tym, że w stosunkowo dużej objętości chmury (np. o rozmiarze typowej komórki siatki LES) różne krople chmurowe — reprezentujące całą populację kropelek w tej objętości — mogą doświadczać różnych szybkości adiabatycznego chłodzenia (a więc także różnych szybkości wzrostu), w zależności od pionowej turbulentnej prędkości

powietrza transportującego te krople.

Wstępny model przedstawiony w **H4** miał jednak kilka istotnych ograniczeń: (a) był ograniczony do adiabatycznego (bez entrainmentu) schematu parceli chmurowej, (b) opisywał procesy turbulentnej kondensacji jedynie w tzw. reżimie *szybkiej mikrofizyki* [jak wskazali Saito et al. (2021)], (c) wykorzystywał standardowy *deterministyczny* schemat aktywacji kropelek (aktywację Twomeya).

Model przedstawiony w **H4** posiada również pewne problemy koncepcyjne, które omówiłem bardzo szczegółowo w pracy **H1** oraz podsumowałem w § 8. niniejszego autoreferatu.

2.
Turbulentna kondensacja w modelu parceli z entrainmentem. Ze względu na ograniczenia modelu przedstawionego w **H4**, w **H3** rozszerzyłem podejście oparte na modelu parceli, aby uwzględnić *entrainment (wciąganie) suchego powietrza*. Zdarzenia entrainmentu modelowano jako proces stochastyczny (Romps and Kuang, 2010). Takie ujęcie umożliwiło przewidywanie *bimodalnego* rozkładu wielkości kropli (DSD), wskazującego na obecność dwóch populacji cząstek chmurowych (aerozolu międzykroplowego oraz aktywowanych kropelek), co ogólnie jakościowo zgadza się z obserwacjami.

Model został również rozszerzony tak, aby działał w *pełnym reżimie mikrofizycznym*, to znaczy zarówno w szybkim, jak i wolnym reżimie w porównaniu z charakterystyczną skalą czasową turbulentnego mieszania. Udoskonalenia te doprowadziły do znakomitej zgodności z szczegółowymi badaniami DNS, jak opisano w Saito et al. (2021).

Ostatnim i kluczowym rozwinięciem modelu w **H3** było jawne rozwiązanie procesu aktywacji kropelek (w przeciwieństwie do uproszczonego schematu aktywacji Twomeya zastosowanego w **H4**). Korzystając z tego ulepszonego modelu, mogłem odkryć interesującą

dynamikę aktywacji i dezaktywacji kropelek w obecności turbulentnych fluktuacji przesycenia. Aby wyjaśnić te zjawiska, w **H3** wprowadziłem pojęcia *potencjału Köhlera* oraz *aktywacji stochastycznej*. Poniżej opiszę ten schemat bardziej szczegółowo.

3.
Stochastyczna aktywacja i dezaktywacja kropelek. W **H3** wprowadziłem pojęcia stochastycznej aktywacji i dezaktywacji kropelek chmurowych w ciepłych chmurach, co stanowi istotne rozszerzenie wcześniejszych klasycznych deterministycznych opisów aktywacji kropelek (zilustrowanych na rys. 2.a). Stochastyczna aktywacja jest wygodnym teoretycznym frameworkiem do modelowania aktywacji i dezaktywacji kropelek w obecności turbulencji. Dostarcza ona na przykład podstaw do *heurystycznego wyprowadzenia* relacji domknięcia dla *tempa nukleacji* w równaniu (8), rozwijając w ten sposób schematy domknięcia dla koncentracji liczby kropelek chmurowych w wielomomentowych modelach typu bulk.

Praca **H3** rozszerza również interesujący obraz aktywacji kropelek w ujęciu układów dynamicznych opisany przez Arabas and Shima (2017) i zainspirowała serię kolejnych badań. Wśród najważniejszych można wymienić artykuł w *PNAS* autorstwa Prabhakaran et al. (2020) oraz artykuł w *Science Advances* autorstwa Gutiérrez et al. (2024).

Proponowany w **H3** framework opiera się na atrakcyjnej alternatywnej postaci równania wzrostu kropli (1),

$$\dot{X} = -V'_{\langle S \rangle}(X) + 2Ds(t), \qquad X = R^2, \tag{18}$$

gdzie

$$V'_{\langle S \rangle}(X) \equiv 2D[\langle S \rangle - S_{\mathrm{eq}}(X)] \tag{19}$$

jest gradientem funkcji potencjału $V_{\langle S \rangle}(X)$, tzw. potencjału Köhlera, który uwzględnia efekty substancji rozpuszczonej oraz napię-

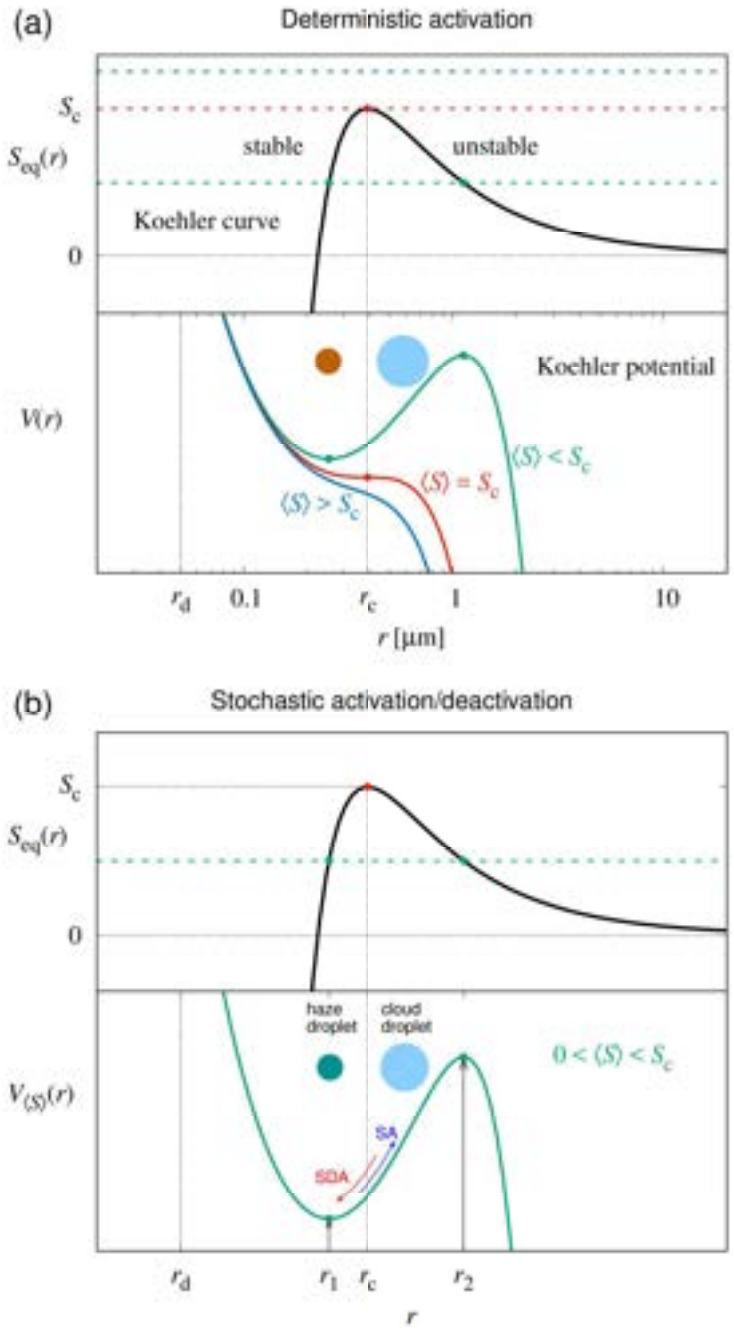
cia powierzchniowego poprzez równowagowe przesycenie $S_{\mathrm{eq}}(X)$. Zarówno $S_{\mathrm{eq}}(X)$, jak i $V_{\langle S \rangle}(X)$ przedstawiono na rys. 2 dla przypadków deterministycznych i stochastycznych.

W **H3** omawiam zastosowanie powyższego modelu w kontekście LES, gdzie $\langle S \rangle$ jest przesyceniem uśrednionym po komórce siatki (rozwiązywanym przez termodynamiczny rdzeń modelu chmurowego), a $s(t)$ reprezentuje nierozwiązywane fluktuacje przesycenia w skalach podsiatkowych. Ewolucja *wolnej zmiennej* $\langle S \rangle$ jest kształtowana przez wiele procesów, takich jak lokalne prądy wstępujące, entrainment (wciąganie) suchego powietrza oraz sprzężenie zwrotne rosnących kropelek z lokalnym polem pary wodnej. Ewolucja *szybkiej zmiennej* $s(t)$ jest modelowana jako proces stochastyczny[5].

Gdy $\langle S \rangle$ jest mniejsze od krytycznego przesycenia S_c, potencjał $V_{\langle S \rangle}(X)$ ma dwa punkty równowagi: jeden stabilny (stan zamglenia, *haze state*) oraz drugi niestabilny. Ważną obserwacją przedstawioną w **H3** jest to, że fluktuacje przesycenia $s(t)$ mogą powodować *stochastyczne przejścia* ze stabilnych stanów zamglenia do ogólnie niestabilnych stanów aktywowanych kropelek (stochastyczna aktywacja) oraz odwrotnie (stochastyczna dezaktywacja). Zjawisko to zilustrowano na rys. 2.b. Ten obraz wykorzystano w **H3** do wyjaśnienia pojawiania się bimodalnych rozkładów wielkości kropelek (DSD) w parcelach z entrainmentem.

Na podstawie powyższego frameworku można uzyskać interesujący obraz stochastycznych przejść między dwiema współistniejącymi populacjami kropelek przy dodatkowych przybliżeniach: *monodyspersyjności* oraz *słabego wymuszenia* chmury (tj. wymuszenia przez niewielkie zaburzenia temperatury i wilgotności). Przy tych założeniach $\langle S \rangle$ wykazuje *autonomiczną* zależność czasową, a odpo-

[5] Podążamy za Benzi (2010) i zakładamy, że nawet w przepływie turbulentnym — gdzie nie występuje przerwa widmowa oddzielająca szybkie i wolne skale ruchu (Van Kampen, 1985) — można nadal rozróżnić zmienne szybkie i wolne oraz uzyskać jakościowo poprawny opis układu.



Rysunek 2: (a) *Aktywacja deterministyczna* zachodzi wyłącznie w środowisku przesyconym, $\langle S \rangle > S_c$; natomiast (b) *aktywacja stochastyczna* może występować przy podkrytycznych średnich warunkach, $\langle S \rangle < S_c$.

wiadająca funkcja potencjału dopuszcza *wielostabilność* (*multi-stability*), to znaczy umożliwia istnienie stabilnego stanu *aktywowanego* obok stabilnego stanu *zamglenia*. Reżim ten został niedawno zbadany w artykule w *Science Advances* autorstwa Gutiérrez et al. (2024).

4.
Sprzężenie zwrotne stochastycznej aktywacji. Odkryliśmy interesującą zależność między fluktuującą a średniopolową termodynamiką w ciepłych (**H3**) oraz mieszanych fazowo (**H2**) objętościach chmurowych, której nie można opisać za pomocą klasycznych teorii kondensacji. Stochastycznie aktywowane krople, nawet przy podkrytycznych warunkach przesycenia, już wpływają na średniopolowe przesycenie $\langle S_a \rangle$, tłumiąc dalszy wzrost $\langle S_a \rangle$ wywołany przez zewnętrzne wymuszenia (takie jak prądy wstępujące w chmurze).

Ma to istotne konsekwencje: (a) może to znacząco zwiększyć pionowy zasięg, w którym zachodzi aktywacja kropelek w atmosferze, prowadząc do grubszych warstw aktywacji, a tym samym do „rozmytej" lub dyfuzyjnej podstawy chmury (w przeciwieństwie do ostrej, wyraźnie zdefiniowanej dolnej granicy chmury otrzymywanej w przybliżeniu MFA); (b) fizycznie uzasadniona stochastyczna aktywacja w skalach podsiatkowych ogranicza pewne artefakty numeryczne, takie jak dobrze znane sztuczne powstawanie przesycenia na krawędzi chmury w modelach eulerowskich [np. Stevens et al. (1996)]; (c) w chmurach mieszanej fazy fluktuująca termodynamika umożliwia sporadyczny wzrost koncentracji lodu, ponieważ niektóre przechłodzone krople mogą doświadczać przesycenia względem ciekłej wody i z większym prawdopodobieństwem spełniać warunki (Shima et al., 2020) heterogenicznego zamarzania.

Cechy chmur ciepłych opisane powyżej zmotywowały dalsze szczegółowe badania typu DNS [np. (Grabowski et al., 2022b,a)], które potwierdziły przedstawiony przeze mnie obraz teoretyczny. Wyniki te będą również motywować udoskonalenie szeroko sto-

sowanych parametryzacji aktywacji aerozolu [np. Abdul-Razzak et al. (1998)] opartych na przybliżeniu MFA.

5.
Trwałe stany mieszanej fazy w idealizowanych adiabatycznych parcelach. W obszernym artykule (**H2**) odkryłem, we współpracy z moim doktorantem Danielem G. Albuquerque, trwałe stany mieszanej fazy w adiabatycznych parcelach chmurowych, mimo wewnętrznej niestabilności mikrofizycznej wynikającej z procesu Wegenera–Bergerona -Findeisena (WBF). Jest to ważna, wcześniej nieujawniona cecha, która może pomóc w wyjaśnieniu paradoksu **(ii)**.

Na potrzeby tego badania opracowałem nowy Lagranżowski model stochastyczny reprezentujący zmienność mikrofizyczną oraz efekty turbulencji w objętościach chmur o mieszanej fazie. To ulepszone ujęcie (które omówię bardziej szczegółowo w § 6. poniżej) zapewnia bardziej realistyczne domknięcie lokalnych szybkości kondensacji i depozycji, co znacząco zmniejsza tempo, w jakim chmury mieszanej fazy przekształcają się w lód (glacjacja) w porównaniu z modelami opartymi na standardowym przybliżeniu pola średniego (MFA). Zostało to zilustrowane na rys. 3.

Należy zauważyć, że w przybliżeniu MFA stany mieszanej fazy mogą być utrzymywane jedynie dzięki zewnętrznemu wymuszeniu dynamicznemu, takiemu jak wystarczająco silne lokalne prądy wstępujące [np. Heymsfield (1977); Korolev and Isaac (2003); Korolev and Mazin (2003); Khain et al. (2022)]. Ponadto nasze badanie opisane w **H2** proponuje bardziej odpowiednie kryterium lokalnej aktywności procesu WBF. Kryterium to — jak omówię dokładniej w § 7. poniżej — opiera się na warunkowej średniej wartości przesycenia doświadczanej przez określone typy cząstek (krople cieczy lub cząstki lodu).

Podejście to stanowi podstawę dla nowych stochastycznych schematów podpróbkowania w modelach numerycznych, ale jednocze-

śnie stwarza trudny problem domknięcia dla opisów uśrednionych w skali makroskopowej.

6.
Stochastyczny model turbulentnej kondensacji w chmurach o mieszanej fazie. W **H2** rozszerzyłem model *eddy hopping*, aby opisywał mikrofizykę turbulentnej kondensacji w chmurach *o mieszanej fazie*, składających się z przechłodzonych kropelek cieczy oraz cząstek lodu. Model opiera się na *sformułowaniu w zmiennych pierwotnych*, w którym zmienna stanu termodynamicznego $\mathbf{\Phi} = (\Theta, Q)$ obejmuje temperaturę Θ oraz stosunek zmieszania pary wodnej Q wilgotnego powietrza otaczającego każdą cząstkę chmurową. Z wielu powodów podejście to jest bardziej korzystne niż *sformułowanie w przesyceniu* ($\mathbf{\Phi} = S_{\text{liq}}$), którego używaliśmy w **H4** i **H3** dla chmur ciepłych.

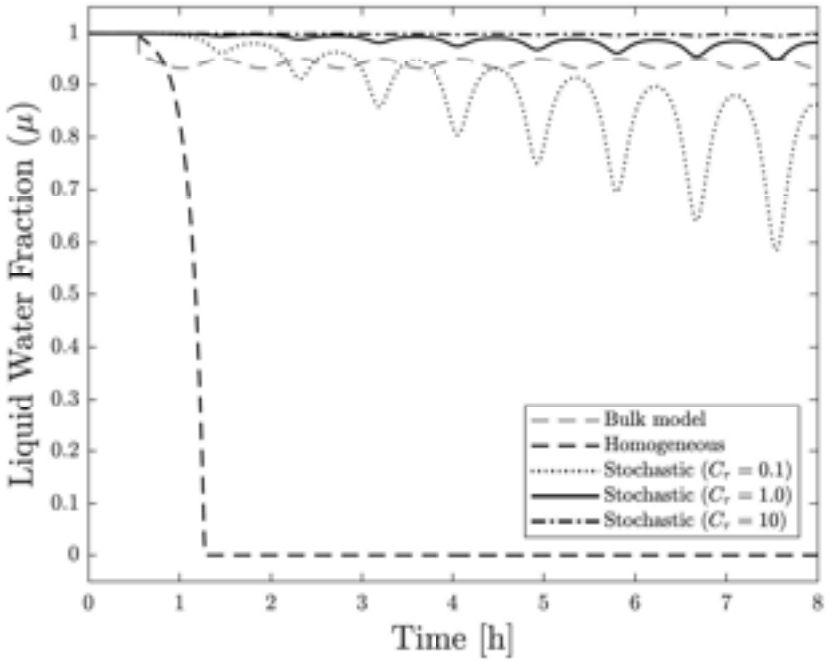
Równanie ewolucji dla $\mathbf{\Phi}$ ma następującą strukturę

$$d\mathbf{\Phi} = [d\mathbf{\Phi}]_{\text{ph}} + [d\mathbf{\Phi}]_{\text{mix}}, \tag{20}$$

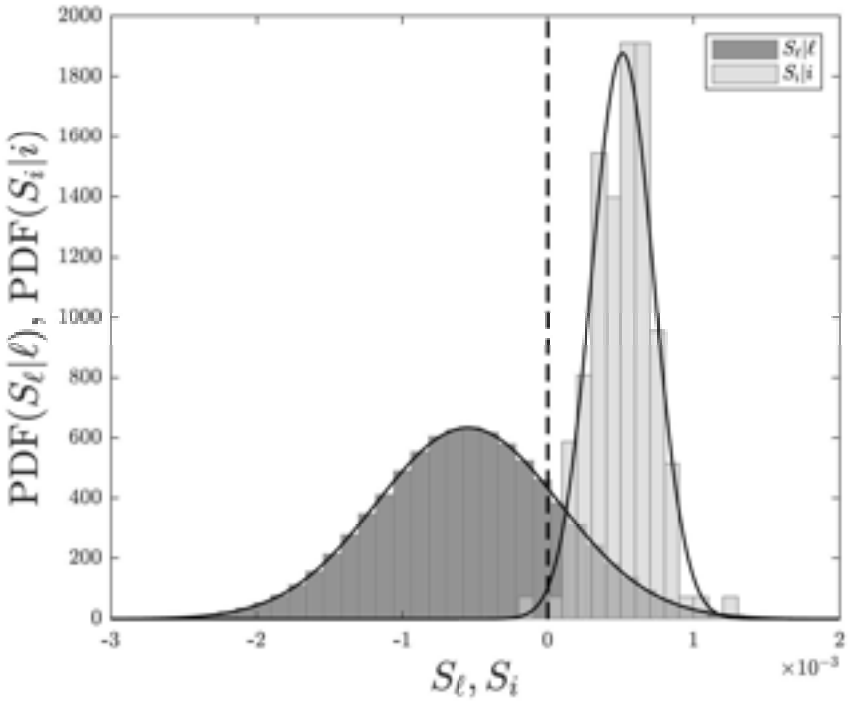
gdzie $[d\mathbf{\Phi}]_{\text{ph}}$ uwzględnia zmiany fazowe (kondensację, depozycję, zamarzanie), natomiast $[d\mathbf{\Phi}]_{\text{mix}}$ jest *operatorem mieszania*, Lagranżowskim odpowiednikiem operatora mieszania $(\partial_t \tilde{f}_\alpha)_{\text{mix}}$ występującego w równaniu kinetycznym (13) dla odpowiadających funkcji rozkładu $\tilde{f}_\alpha$.

Formalna dekompozycja (20) jest bardzo wygodna, ponieważ wskazuje dwa kluczowe elementy teorii (operatory zmian fazowych i mieszania), w których można parametryzować złożone cechy turbulentnej kondensacji. Dokonuje się tego za pomocą schematów o różnym stopniu zaawansowania i złożoności, w sposób hierarchiczny [w sensie Held (2005)], co podkreśliliśmy w **H2**.

Ponadto model (20) nie zawiera żadnego *sztucznego* składnika szumu wywołującego bezpośrednie fluktuacje w $\mathbf{\Phi}$, który często



Rysunek 3: Ewolucja w czasie udziału ciekłej wody w idealizowanej parceli chmury o mieszanej fazie podlegającej harmonicznym oscylacjom pionowym (**H2**). W przybliżeniu pola średniego (MFA) *jednorodna* parcela wykazuje gwałtowne przejście od chmury wodnej do chmury złożonej wyłącznie z lodu. Zastosowanie naszego bardziej realistycznego *modelu stochastycznego* pokazuje natomiast, że parcela chmurowa pozostaje układem o mieszanej fazie przez wiele godzin, z dominacją fazy ciekłej dla szerokiego zakresu wartości parametru modelu (C_τ). Chociaż wyników uzyskanych dla tak idealizowanego układu nie można bezpośrednio porównywać z obserwacjami, ich analiza jest niezwykle ważna, ponieważ wskazuje, które cechy rzeczywistego układu decydują o występowaniu obserwowanych zjawisk.



Rysunek 4: Typowe warunkowe funkcje rozkładu prawdopodobieństwa S_{liq} doświadczanego przez krople cieczy oraz S_{ice} doświadczanego przez cząstki lodu wewnątrz parceli chmurowej. Pionowa linia przerywana oznacza stan nasycenia. Chociaż warunek (22) dla procesu WBF w ujęciu zbiorczym jest spełniony, znaczna część populacji kropelek doświadcza dodatniego przesycenia i rośnie. Rozkład opisuje stan parceli jako statystyczny zespół dwóch współistniejących populacji ciekłych kropelek chmurowych: jedna z nich doświadcza niedosycenia i paruje, podczas gdy druga doświadcza przesycenia i rośnie. Jest to interesująca cecha stojąca za trwałością zawartości ciekłej wody w idealizowanej stochastycznej parceli o mieszanej fazie. Natomiast w tych samych warunkach rozkład przesycenia względem wody w przybliżeniu MFA jest z definicji nieskończenie skupiony (funkcja delta Diraca) wokół średniej wartości $\hat{S}_{\mathrm{liq}}(\tilde{\boldsymbol{\phi}})$, przy czym $\hat{S}_{\mathrm{liq}}(\tilde{\boldsymbol{\phi}}) < 0$.

dodawany jest w innych cząstkowych modelach chmur [np. Chandrakar et al. (2021, 2023)] i może naruszać tzw. *warunek realizowalności*. W naszych modelach turbulentnej kondensacji (działających w układach przestrzennie jednorodnych) składnik stochastyczny pojawia się poprzez fluktuujący adiabatyczny gradient chłodzenia wynikający z turbulentnych fluktuacji prędkości pionowej.

Na koniec warto zauważyć, że nasz model traktuje zamarzanie heterogeniczne bezpośrednio w sposób analogiczny do podejścia Shima et al. (2020), co stanowi nieco uproszczony opis w porównaniu z bardziej zaawansowanym schematem zaproponowanym przez Arabas et al. (2025).

7.

Ogólne kryterium lokalnej aktywności procesu WBF w objętościach o mieszanej fazie. Aby racjonalnie wyjaśnić wyniki przedstawione w **H2**, sformułowałem bardziej precyzyjne kryterium lokalnej aktywności procesu WBF w objętości zbiorczej chmury o mieszanej fazie. Kryterium to jest fundamentalne dla zrozumienia lokalnej stabilności kondensacyjnej chmur mieszanej fazy i w końcu pozwala wyjaśnić paradoks **(ii)**.

Zgodnie z tym kryterium, proces WBF uznaje się za *aktywny* w badanej objętości o charakterystycznym rozmiarze Δ, jeśli uśrednione szybkości kondensacji i depozycji spełniają warunek [Abade (2026)]:

$$\tilde{C}_{\mathrm{ice}} > 0 > \tilde{C}_{\mathrm{liq}}. \tag{21}$$

Powyższy formalny warunek oznacza jedynie, że krople cieczy parują średnio, podczas gdy cząstki lodu rosną. Jest on korzystny, ponieważ jest *wolny od założeń domknięcia*. W przeciwieństwie do tego wcześniejsze prace [zob. np. Khain et al. (2022); Korolev (2007)] wyrażają warunek aktywności procesu WBF w kategoriach średnich przesyceń $\hat{S}_{\mathrm{liq}}(\tilde{\boldsymbol{\phi}})$ i $\hat{S}_{\mathrm{ice}}(\tilde{\boldsymbol{\phi}})$, wprowadzając od samego początku dość

prymitywne przybliżenie MFA. Ponadto MFA w tych wcześniejszych modelach nie jest wprost określone (często nieświadomie), co prowadzi do nieporozumień i błędnej logiki. Kryterium sformułowane w postaci (21) podkreśla także zależność aktywności procesu WBF od skali przestrzennej, co jest istotnym aspektem pomijanym w istniejących modelach.

Przy łagodnych przybliżeniach kryterium (21) zostało w **H2** przedstawione w kategoriach *warunkowej* średniej przesycenia doświadczanej przez konkretne typy cząstek chmurowych (ciekłe lub lodowe):

$$\langle S_{\text{ice}}|\text{ice}\rangle_\Delta > 0 > \langle S_{\text{liq}}|\text{liq}\rangle_\Delta, \tag{22}$$

gdzie $\langle \cdots |\alpha\rangle_\Delta$ oznacza (warunkową) średnią zespołową po populacji cząstek chmurowych typu α, próbkowanej w objętości chmurowej o liniowym wymiarze Δ (zwykle odpowiadającym rozdzielczości przestrzennej modelu numerycznego). Podejście to stanowi podstawę dla nowych stochastycznych schematów podpróbkowania w modelach numerycznych.

8.

Kompleksowa analiza krytyczna idealizowanych modeli turbulentnej kondensacji. W **H1** opracowałem teoretyczny framework, który pozwala wyjaśnić ograniczenia i zalety wybranych idealizowanych modeli turbulentnej kondensacji. Framework ten wskazuje również, w jaki sposób oceniać i rozsądnie wykorzystywać te modele jako reprezentację podsiatkową turbulentnej kondensacji w symulacjach chmur (LES) z mikrofizyką opartą na supercząstkach.

Te idealizowane modele próbują wyjaśnić paradoks **(i)**, tłumacząc pojawienie się szerokich rozkładów wielkości kropelek (DSD) w chmurach poprzez przybliżone reprezentacje stochastycznego dyfuzyjnego wzrostu kropelek w środowisku turbulentnym. W **H1** analizowałem konkretne idealizowane modele, w których zmien-

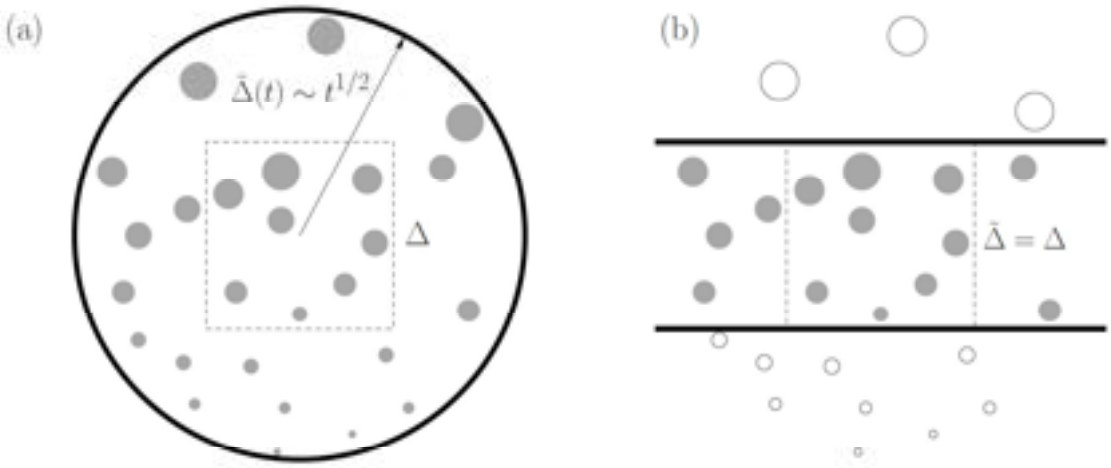
ność warunków wzrostu kropelek wynika głównie ze zmienności turbulentnej prędkości pionowej powietrza niosącego te krople. Przykładami są stochastyczny model *eddy-hopping* działający w parcelach adiabatycznych [np. Sardina et al. (2015), **H4**, **H3**] oraz niektóre rodzaje modeli typu DNS.

Pokazałem, że takie modele generują statystyki wielkości kropelek, które są niejednorodne przestrzennie w kierunku pionowym, co powoduje, że przewidywany DSD zależy od skali przestrzennego próbkowania Δ. W tych modelach Δ jest niejawnie związane z przestrzennym zasięgiem turbulentnej dyfuzji kropelek (aproksymowanej poprzez trajektorie podobne do ruchu Browna), i dlatego rośnie jak $t^{1/2}$. Prowadzi to do sztucznego ciągłego poszerzania DSD, ponieważ wzrost w czasie (również jak $t^{1/2}$) odchylenia standardowego kwadratu promienia kropli wynika w istocie z rosnącej skali próbkowania Δ. Zjawisko to zilustrowano na rys. 5.

Analiza w **H1** sugeruje następnie, że wektor atrybutów cząstek w modelu eddy-hopping [Równanie (17)] należy rozszerzyć o pozycję pionową Z, tj. $\mathbf{A} = (R, S_{\text{liq}}, W, Z)$. Pozwala to na prawidłowe próbkowanie lokalnych (uśrednionych) rozkładów [Równanie (16)] przy użyciu jądra G_Δ z długością koarseningu Δ.

Ponadto, DSD przewidywane przez modele omawiane w **H1** [jak zwrócił uwagę Prabhakaran et al. (2022)] nie mogą być generalnie uznawane za *lokalnie* szerokie. Oznacza to, że duże i małe krople, tworzące lewy i prawy ogon przewidywanego rozkładu, mogą nie być dobrze wymieszane w wystarczająco małych objętościach chmurowych. Cecha ta jest istotna, ponieważ lokalnie szerokie rozkłady wielkości kropelek przyspieszają początek procesu kolizji i koalescencji, zwiększając prawdopodobieństwo zderzeń kropelek wywołanych grawitacją, wynikających z różnic w prędkościach sedymentacji kropelek o różnych rozmiarach.

W pracy **H1** kompleksowo zajmowałem się również niepełną krytyką modelu eddy-hopping przedstawioną przez Prabhakaran



Rysunek 5: (a) Próbkowanie nielokalne w turbulentnej parceli adiabatycznej, gdzie liniowy rozmiar $\tilde{\Delta}(t)$ implikowanej objętości próbkowania rośnie jak $\sim t^{1/2}$ w wyniku turbulentnej dyfuzji cząstek chmurowych we wszystkich kierunkach. W miarę upływu czasu $\tilde{\Delta}(t)$ staje się większe niż charakterystyczna skala długości Δ, na której parcela nabywa swoją turbulentną energię kinetyczną. Ten sam problem występuje w modelach typu DNS z typowymi periodycznymi warunkami brzegowymi (PBC) w kierunku pionowym. (b) Adiabatyczna parcela, w której statystyki DSD są próbkowane w podensemble kropelek (na szaro) przy zastosowaniu odpowiednich warunków brzegowych u góry i u dołu, aby wymusić lokalne próbkowanie.

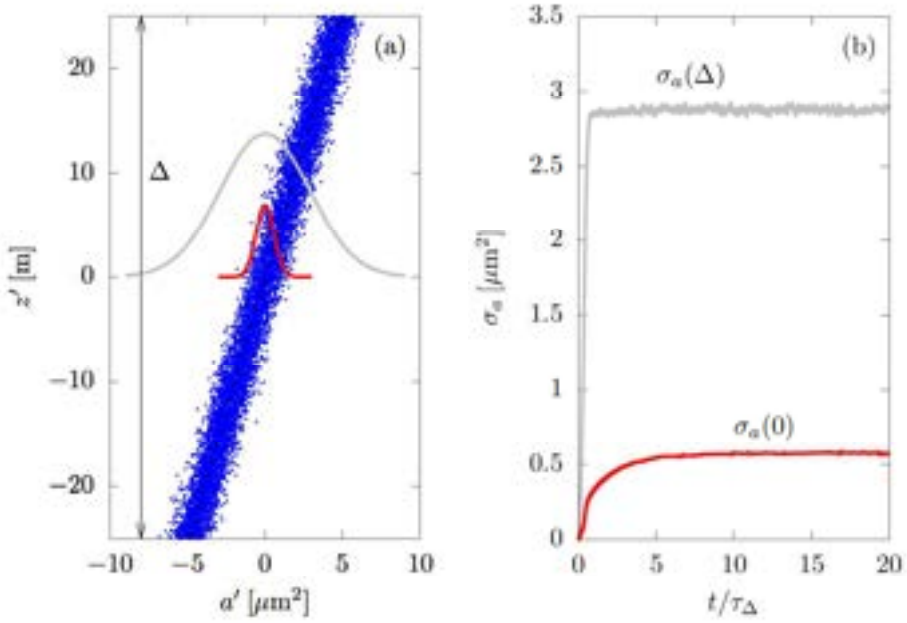
et al. (2022), której argumenty były jedynie częściowo poprawne i wymagały doprecyzowania.

9.

Rozkłady wielkości kropelek w ujęciu drobno- i gruboziarnistym. Jak omówiłem w **H1** (zob. § 8. powyżej), każdy model turbulentnej kondensacji, który (w pewnym stopniu) wiąże fluktuacje przesycenia S_{liq} doświadczane przez krople chmurowe z ich fluktuacjami prędkości pionowej w, będzie generował korelacje między rozmiarami kropelek a ich pozycjami pionowymi. W konsekwencji statystyki wielkości kropelek będą przestrzennie niejednorodne wzdłuż kierunku pionowego.

Oznacza to, że rozkład wielkości kropelek (DSD) będzie zależny od skali przestrzennej, na której dokonywane jest próbkowanie rozkładu. Aby systematycznie omówić tę *zależność od skali*, zdefiniowałem rozkłady drobno- i gruboziarniste DSD. Są one zilustrowane na rys. 6. Gdy statystyki rozmiarów kropelek są przestrzennie niejednorodne, drobnoziarniste DSD, które lokalnie są wąskie, mogą prowadzić do uśrednionych rozkładów (filtered DSD), które wydają się szerokie w zdyskretyzowanej domenie o rozdzielczości przestrzennej Δ [pod warunkiem, że Δ jest wystarczająco większe niż wysokość skali H_a zdefiniowana w Równaniu (10) w **H1**].

Może to prowadzić, na przykład, do problemów koncepcyjnych przy obliczaniu prawdopodobieństw kolizji kropelek (**H1**), co omówię później w §14.. Systematyczna dyskusja zależności DSD od skali w turbulentnych chmurach w literaturze modelowania chmur jest wciąż niewystarczająca. Wyjątkiem wydaje się być praca Yanganga Liu i jego współpracowników [np. Liu and Hallett (1998)]. Problemy te są również istotne z punktu widzenia eksperymentalnego, ponieważ znane dane eksperymentalne dotyczące DSD zwykle wynikają ze średnich obliczanych na podstawie dużej liczby obserwacji i w związku z tym nie charakteryzują szerokości widm w



Rysunek 6: Drobno- i gruboziarniste rozkłady wielkości kropelek (DSD). (a) Wykres rozrzutu odchyleń pozycji pionowej z' oraz odchyleń kwadratu promienia a' (niebieskie kropki). Szeroki, gruboziarnisty DSD o długości koarseningu $\Delta = 50$ m (linia szara) oraz znacznie węższy, drobnoziarnisty DSD odpowiadający $\Delta \to 0$ (linia czerwona); (b) ewolucja w czasie odchylenia standardowego kwadratu promienia kropli a dla rozkładu filtrowanego $\sigma_a(\Delta)$ oraz rozkładu drobnoziarnistego $\sigma_a(0)$.

małych, zwartych objętościach [zob. np. Kabanov et al. (1971)].

10.

Nowy framework adiabatycznej parceli chmurowej. W **H1** opracowałem nowy framework adiabatycznej parceli chmurowej, odpowiedni do badania turbulentnej kondensacji. Jedną z głównych cech (nieobecną w klasycznych modelach parcel) jest obecność charakterystycznej skali długości Δ, mieszczącej się w zakresie bezwładnościowym turbulencji w chmurze. Jest to skala długości, na której parcela chmurowa wypełniona jednorodną turbulencją jest wyobrażana jako na-

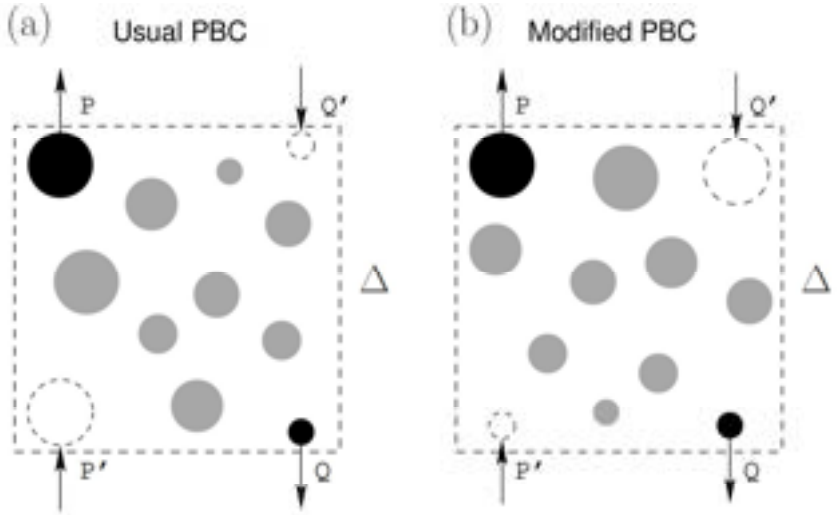
bywająca swoją średnią turbulentną energię kinetyczną k z określoną szybkością ϵ na jednostkę masy. Framework ten rozwija wcześniejsze klasyczne modele parcel [np. Korolev and Mazin (2003) oraz Pinsky et al. (2014, 2015, 2018)] oparte na przybliżeniu pola średniego, w których nie określono wyraźnie skali długości.

Idealizowane adiabatyczne parceli chmurowe (w połączeniu ze szczegółowym opisem mikrofizyki) są powszechnie uznawane za modele instrumentalne do reprezentowania nierozwiązanych stanów podsiatkowych w LES. Opiera się to na wyobrażeniu, że podsiatkowy stan mikrofizyczny konkretnego elementu siatki (o liniowym rozmiarze Δ) składa się ze statystycznego zespołu stanów mikrofizycznych adiabatycznych parcel (o charakterystycznym rozmiarze Δ), które w danej chwili zajmują objętość tego elementu siatki. W tym ujęciu istnieją dwa istotne aspekty związane z charakterystycznym rozmiarem Δ:

(a) jest to w ogólności skala, na której zakłada się, że powietrze chmurowe w elemencie siatki nabywa swoją średnią turbulentną energię kinetyczną k z szybkością ε na jednostkę masy;

(b) określa liniowy rozmiar *objętości próbkowania*, w której oceniane są istotne cechy mikrofizyczne, takie jak rozkład wielkości kropelek i jego momenty.

Jednym z kluczowych zagadnień podkreślanych w pracy H1 jest fakt, że model eddy-hopping i niektóre badania typu DNS uwzględniają jedynie aspekt (a), tj. Δ jako skalę, na której energia kinetyczna turbulencji jest dostarczana do układu, ale nieświadomie pomijają aspekt (b), czyli że Δ określa również rozmiar objętości uśredniania. To pominięcie skutkuje implikowanym *nielokalnym* próbkowaniem właściwości mikrofizycznych i wynika ze źle dobranych warunków brzegowych. Problemy związane z nieodpowiednimi warunkami brzegowymi w tych modelach idealizowanych wskazał Prabhakaran et al. (2022).



Rysunek 7: (a) Przy standardowych periodycznych warunkach brzegowych (PBC) duża kropla opuszcza pudełko próbkowania w punkcie P i zostaje ponownie wprowadzona w punkcie P' z niezmienionym promieniem. Analogicznie, mała kropla opuszcza pudełko w punkcie Q i zostaje wprowadzona ponownie w punkcie Q' z tym samym promieniem. (b) Zmodyfikowane PBC zmniejsza promień dużej kropli podczas ponownego wprowadzania w punkcie P' po opuszczeniu pudełka w punkcie P. Analogicznie, zmodyfikowane PBC zwiększa promień małej kropli przy ponownym wprowadzaniu w punkcie Q' po opuszczeniu pudełka w punkcie Q. Schemat ten (opisany szczegółowo w Załączniku B w **H1**) przypomina tzw. warunki brzegowe typu Lees-Edwards (Lees and Edwards, 1972), stosowane w symulacjach dynamiki molekularnej cząstek cieczy pod wpływem ścinania.

Nowy framework wymusza tzw. *lokalne próbkowanie* poprzez odbijające warunki brzegowe (w reżimie odwracalnej kondensacji) lub zmodyfikowane warunki periodyczne (ilustrowane na rys. 7) w bardziej ogólnych przypadkach. Pozwala to wyeliminować niespójności w poprzednich pracach (**H4** i **H3**) oraz umożliwia prawidłowe badanie grubo- i drobnoziarnistych rozkładów wielkości kropelek (DSD).

11.
Analiza w dziedzinie częstotliwości modelu eddy-hopping. W pracy **H1** przeanalizowałem model eddy-hopping w dziedzinie częstotliwości. Analiza ta ilustruje naruszenie tzw. *odwracalności kondensacyjnej* na skalach czasowo-przestrzennych, które są małe w porównaniu z odpowiadającymi im skalami *relaksacji przesycenia* (ℓ_s i τ_s). Na tych małych skalach czasowo-przestrzennych fluktuacje przesycenia i prędkości pionowej są przesunięte w fazie, tworząc warunki dla ściśle lokalnego poszerzania drobnoziarnistego DSD.

Analiza ta udoskonala wcześniejsze badania Clark and Hall (1979) i Khvorostyanov and Curry (1999). Umożliwia oszacowanie skali długości, na której DSD (przewidywany przez model eddy-hopping) może być uznany za *dobrze wymieszany*. Jest to istotne dla prawidłowego obliczania prawdopodobieństw kolizji kropelek wywołanych grawitacją (poprzez różnicę w sedymentacji) oraz dla określenia wymaganej rozdzielczości w badaniach typu DNS dotyczących eddy-hopping. Analiza pozwala również na systematyczną interpretację granicy wysokich częstotliwości w stochastycznym modelu eddy-hopping (działającym na skalach w zakresie bezwładnościowym) oraz w symulacjach DNS o wysokiej rozdzielczości.

12.
Ograniczenia badań typu DNS. W **H1** przeprowadziłem krytyczną analizę istniejących modeli bezpośredniej symulacji numerycznej (DNS) typu turbulentnej kondensacji. W ogólności moja analiza wskazuje, że obecne badania DNS turbulentnej kondensacji nadal nie nadają się do ograniczania uproszczonych modeli reprezentujących mikrofizykę chmur na skali podsiatkowej w LES. Ponadto, „paradygmat" wprowadzony przez Vaillancourt et al. (2002) wymaga doprecyzowania.

Szczegółowo, w **H1** wyjaśniłem, że domniemane lokalne poszerzanie DSD przewidywane przez pewną klasę modeli typu DNS

wynika w rzeczywistości z *artefaktów numerycznych*. Powstają one w wyniku nieprawidłowego stosowania periodycznych warunków brzegowych, co prowadzi do *nielokalnego próbkowania* DSD, podobnie jak w frameworkie adiabatycznej parceli (ilustrowane na rys. 5). Aby usystematyzować dyskusję, sklasyfikowałem badania DNS turbulentnej kondensacji na dwa typy w zależności od sposobu powstawania fluktuacji przesycenia: *Typ A* – poprzez lokalne fluktuacje prędkości pionowej wywołujące efekt ochładzania adiabatycznego; *Typ B* – poprzez losowe wymuszanie skalarów termodynamicznych, stosowane izotropowo na dużych skalach w pudełku obliczeniowym o rozmiarze Δ.

Modele typu B [np. Paoli and Shariff (2009), Siewert et al. (2017), Saito et al. (2019)] generują *przestrzennie jednorodne* statystyki rozmiarów kropelek. W konsekwencji drobno- i gruboziarniste DSD pokrywają się dla dowolnej skali koarseningu Δ. Chociaż są bardzo idealizowane, modele te są wolne od artefaktów, które mogłyby zaciemniać prawdziwe przyczyny obserwowanego lokalnego poszerzania DSD. Głównym jednak mankamentem modeli typu B jest to, że siła losowego wymuszenia (stosowanego na dużej skali Δ) nie jest dokładnie określona, gdyż zależy od warunków brzegowych (przyjętych jako stacjonarne), które utrzymują fluktuacje skalarów wbrew mieszaniu turbulentnemu.

W przeciwieństwie do tego, modele DNS typu A mają dobrze określone wymuszenie stochastyczne, ponieważ koncentrują się na wpływie *lokalnego* źródła zmienności termodynamicznej, spowodowanego fluktuacjami prędkości na skalach długości mniejszych lub porównywalnych z Δ (przy pewnym założeniu uniwersalności zgodnie z hipotezą Kolmogorowa). Jednakże wytwarzają one statystyki rozmiarów kropelek, które są *przestrzennie niejednorodne* w kierunku pionowym. To jest źródło problemów. Standardowe PBC (rys. 7.a), mimo że nieodpowiednie dla tego scenariusza niejednorodnego, były stosowane w modelach DNS typu A [Vaillancourt et al. (2002); Celani et al. (2005, 2008, 2009); Lanotte et al. (2009);

Sardina et al. (2015, 2018); Saito and Gotoh (2018); Thomas et al. (2020); Grabowski and Thomas (2021); Grabowski et al. (2022b,a)], co powodowało artefakty numeryczne. Standardowe PBC sztucznie łamią odwracalności kondensacji (na większych skalach), wymuszając współistnienie dużych i małych kropelek w pudełku obliczeniowym o charakterystycznym rozmiarze Δ i nieprawidłowo przewidują ciągłe poszerzanie DSD, które nie może być uznane za lokalne.

Aby zaradzić temu problemowi, zaproponowałem w **H1** zmodyfikowane warunki periodyczne (rys. 7.b). Mogą być one stosowane wyłącznie w *granicy kropli-znaczników* (*droplet-tracer limit*), gdzie zaniedbuje się sedymentację i bezwładność kropelek. W **H1** omówiłem również inne istotne i subtelne zagadnienia w wysokorozdzielczych badaniach DNS *małych układów*, w których skale, na których zachodzi kondensacja odwracalna i nieodwracalna, mogą nie być wyraźnie rozdzielone.

13.
Krytyczna analiza modelu Saito-Watanabe-Gotoh (SWG). W **H1** wyjaśniłem główne ograniczenie modelu SWG (Saito et al., 2021) stochastycznej kondensacji. Model ten miał służyć jako *zredukowana* reprezentacja mechanizmu eddy-hopping. Procedura redukcji polegała na eliminacji prędkości pionowej W z wektora stanu cząstki $\mathbf{A}$ [Rów. (17)], przy jednoczesnym zachowaniu tych samych statystyk przesycenia co pełny model eddy-hopping w reżimie szybkiej mikrofizyki (tzn. gdy mikrofizyka przebiega szybciej niż powolne mieszanie turbulentne na skali koarseningu Δ).

Argumentowałem, że eliminacja W z opisu, jak zaproponowano w Saito et al. (2021), maskuje problemy nielokalnego próbkowania, które występowały we wcześniejszych wadliwych implementacjach eddy-hopping [Sardina et al. (2015), **H4**, **H3**]. (Chociaż W jest wyeliminowane w modelu SWG, fluktuacje prędkości piono-

wej pozostają ukrytym źródłem fluktuacji przesycenia.) Ponadto usunięcie W uniemożliwia wymuszenie lokalnego próbkowania przy użyciu metod rozwiniętych w **H1**. W związku z tym zalecałem w **H1**, aby model SWG nie był stosowany jako schemat SGS w LES z mikrofizyką cząstek, ponieważ fluktuacje prędkości pionowej muszą pozostać jawną zmienną modelu dla prawidłowego lokalnego próbkowania.

Niektórzy autorzy błędnie stosują procedurę redukcji SWG do określania arbitralnego losowego wymuszenia w modelach DNS typu B (patrz dyskusja w §12. powyżej). W tym procesie jako punkt odniesienia używa się dobrze określonego źródła stochastyczności rzekomo równoważnego modelu DNS typu A. Jednak, jak omówiono powyżej i w **H1**, domniemana statystyczna „równoważność" między pełnym modelem eddy-hopping a zredukowanym modelem SWG jest jedynie pozorna i prowadzi do błędnej interpretacji wyników.

14.

Model eddy-hopping jako schemat podsiatkowy w LES. W **H1** omówiłem w bardziej systematyczny sposób zastosowanie modelu eddy hopping do reprezentacji podsiatkowej turbulentnej kondensacji w symulacjach chmur (LES), w których mikrofizyka opisana jest za pomocą metody superczą stek. Idee przedstawione w **H4** były wówczas dopiero w fazie powstawania i były niedokładne. W ogólności, model eddy-hopping stosowany w LES przewiduje gruboziarniste DSD, które mają tendencję do bycia szerszymi niż te uzyskane w ramach MFA. Ma to kilka implikacji.

Po pierwsze, aby zapobiec sztucznemu poszerzaniu DSD przez model eddy-hopping (poprzez nielokalne próbkowanie ilustrowane na rys. 5), należy wymusić lokalne próbkowanie gruboziarnistego DSD. Osiąga się to poprzez odpowiednie sprzężenie transportu kropelek podsiatkowych z podsiatkowymi fluktuacjami prędkości pio-

nowej, które powodują fluktuacje podsiatkowego przesycenia. Nie jest to trywialne zadanie i zostało przeoczone w wielu ostatnich modelach chmur, takich jak Hoffmann et al. (2019), Hoffmann and Feingold (2019) i Chandrakar et al. (2021). W **H1** podkreśliłem *kinematyczny* krok niezbędny do uzyskania prawidłowego równania ewolucji fluktuacji prędkości cząstek w ogólnym przypadku niejednorodnego przepływu turbulentnego w symulacjach na skalę chmury.

Po drugie, szersze gruboziarniste DSD przewidywane przez model eddy-hopping mogą prowadzić do zwiększenia lokalnych (tj. uśrednionych na siatce) szybkości kondensacji, a w konsekwencji do zwiększenia lokalnej produkcji wyporności (siły nośnej) w porównaniu z jednorodną kondensacją (tj. w ramach MFA). Jednak szerokie gruboziarniste DSD niekoniecznie oznaczają zwiększone prawdopodobieństwo kolizji kropelek wywołanych grawitacją (ponieważ szerokie gruboziarniste DSD nie implikuje szerokiego drobnoziarnistego DSD). Szersze drobnoziarniste DSD mogą być wspierane przez model eddy-hopping wyłącznie poprzez łamanie odwracalności kondensacji, które może wystąpić na małych skalach rzędu długości relaksacji przesycenia ℓ_s. W związku z tym prawdopodobieństwo kolizji kropelek może nie być znacząco zwiększone w przypadku podsiatkowej turbulentnej kondensacji reprezentowanej przez model eddy-hopping.

15.

Rzeczywisty mechanizm eddy-hopping. W **H1** wyjaśniłem, że *model eddy-hopping* jedynie reprezentuje lokalną zmienność warunków wzrostu kropelek, które doświadczają różnych szybkości adiabatycznego chłodzenia w wyniku fluktuacji prędkości pionowej. [Termin „eddy hopping model" został wprowadzony w **H4** i był wielokrotnie używany w kolejnych pracach. Z powodu braku lepszego określenia nadal stosuję tę terminologię, przy czym należy zauważyć, że jest ona niedokładna i może prowadzić do nieporozumień.] Model ten

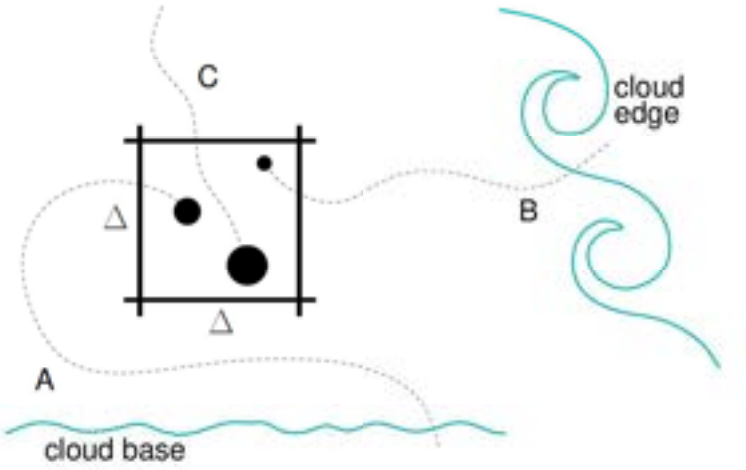
nie odzwierciedla *rzeczywistego* mechanizmu eddy-hopping w rozumieniu Cooper (1989), w którym kropelki poruszające się różnymi ścieżkami przez zmienną mikrostrukturę chmury [„przeskakując" różne eddies, jak podsumowano w Grabowski and Wang (2013)] doświadczają różnych historii wzrostu, co powoduje zmienność rozmiarów kropelek osiągających daną objętość próbkowania w chmurze w określonym czasie.

Ponadto w symulacjach chmur o rozdzielczości przestrzennej Δ, model eddy-hopping (w luźnym znaczeniu) nie działa samodzielnie. Zarówno wariancje gruboziarniste, jak i drobnoziarniste [$\sigma_a^2(\Delta)$ i $\sigma_a^2(0)$, odpowiednio] mogą być generowane przez inne lokalne mechanizmy, a ponadto przez netto przepływ kropelek o różnych rozmiarach do danego elementu siatki. Można to zilustrować za pomocą równania bilansu dla $\sigma_a^2(\Delta)$:

$$\partial_t \sigma_a^2(\Delta) = 4D\langle a' S' \rangle_\Delta - 4D\langle a' S'_{\mathrm{eq}} \rangle_\Delta - \nabla \cdot \mathbf{F}, \tag{23}$$

gdzie pierwsze dwa człony po prawej stronie (23) odpowiadają za *lokalną* produkcję $\sigma_a^2(\Delta)$. Człon zawierający strumień $\mathbf{F}$ reprezentuje netto *transport* $\sigma_a^2(\Delta)$ wywołany sedymentacją kropelek i adwekcją przez przepływ w chmurze. Na przykład, $\mathbf{F}$ może dostarczać do objętości próbkowania kropelki, które „pamiętają" różne historie wzrostu doświadczone *poza* tą objętością (nielokalny wkład do rzeczywistego mechanizmu eddy-hopping, zob. rys. 8). (W komorze chmurowej $\mathbf{F}$ uwzględnia preferencyjne usuwanie dużych kropelek z objętości próbkowania przez sedymentację.) Drugi człon po prawej stronie (23) reprezentuje (poprzez równowagowe przesycenie S_{eq}) efekty napięcia powierzchniowego i rozpuszczonych substancji na lokalne poszerzenie DSD. Dla wystarczająco małych kropelek człon ten działa w kierunku niszczenia korelacji między rozmiarem kropelek a pozycją pionową.

Omówiony tutaj model eddy-hopping (działający jako schemat SGS z dokładnie wymuszonym lokalnym próbkowaniem) bezpośrednio oblicza (zamykając równanie) kowariancję $\langle a' S' \rangle_\Delta$ w (23).



Rysunek 8: Ilustracja widma rozmiarów kropelek w obrębie konkretnego elementu siatki (o charakterystycznym rozmiarze Δ), powstającego w wyniku mechanizmów nielokalnych. Kropelki wewnątrz elementu siatki pochodzą z odległych części chmury wzdłuż trzech reprezentatywnych ścieżek: (A) kropelka aktywowana u podstawy chmury; (B) kropelka aktywowana po zdarzeniu wciągnięcia powietrza (entrainment) na krawędzi chmury; (C) duża kropelka sedymentująca z górnych partii chmury. Mechanizm eddy-hopping (w „luźnym" znaczeniu) przyczynia się do lokalnej produkcji $\sigma_a^2(\Delta)$ zgodnie z równaniem (23).

Fluktuacje przesycenia S' są lokalnie wytwarzane (poprzez efekt adiabatycznego chłodzenia) przez fluktuacje prędkości na zakresach skal mniejszych lub rzędu Δ (wymuszenie typu A, patrz §12.). W związku z tym, jak wspomniano wcześniej, model eddy-hopping zakłada pewien stopień uniwersalności (w sensie hipotezy Kolmogorova) i zapewnia prosty mechanizm dla *lokalnej szybkości produkcji* $\sigma_a^2(\Delta)$. Mechanizm ten może w konsekwencji wytworzyć niepomijalną wariancję drobnoziarnistą $\sigma_a^2(0)$ dla wystarczająco dużych wartości czasu relaksacji przesycenia τ_s (występujących np. u podstawy chmury oraz w chmurach o niskiej koncentracji jąder kondensacji chmury).

16.
Sedymenacja i bezwładność kropelek. W **H1** oceniłem konsekwencje pominięcia efektów sedymentacji i bezwładności kropelek w modelu eddy-hopping. W obecnej formie model ten jest ważny tylko w tzw. *granicy kropli-znaczników* (*droplet-tracer limit*), gdzie cząstki chmury są na tyle małe, że podążają za turbulentnym przepływem powietrza jak znaczniki (tracery). Jak omówiono w **H1**, względny stopień, w jakim kropelki będą opóźniać przepływ powietrza na skali długości λ, kontrolowany jest przez dwa zależne od λ parametry bezwymiarowe: liczbę Stokesa (St_λ) oraz liczbę sedymentacyjną (Sv_λ).

Kluczowy punkt, który podkreślam w **H1**, to że ocena tych efektów jest *zależna od skali*. Oznacza to, że musi być spójna z zakresem długości reprezentowanym przez dany model turbulentnej kondensacji. W fizyce chmur powszechnie bada się parametry St_η i Sv_η dla skal λ bliskich skali Kolmogorova η [np. Vaillancourt and Yau (2000)], co jest rozsądne w wysokorozdzielczych badaniach DNS [np. Vaillancourt et al. (2002)]. Jednakże w tym reżimie procesy występujące na małych skalach i w krótkim czasie nie mogą być opisane przez *stochastyczny* model eddy-hopping, który działa na skalach dobrze mieszczących się w zakresie inercyjnym. Jak za-

uważyli Minier et al. (2014), skalowanie oparte na η nie jest odpowiednie w modelach stochastycznych, gdzie przyspieszenie cząstek płynu zastępuje się członem białoszumowym.

Rozszerzona wersja modelu eddy-hopping uwzględniająca efekty sedymentacji i bezwładności kropelek (i tym samym nadająca się do większych rozmiarów cząstek) wciąż wymaga opracowania. Nie jest to zadanie trywialne [np. Peirano et al. (2006); Minier et al. (2014)].

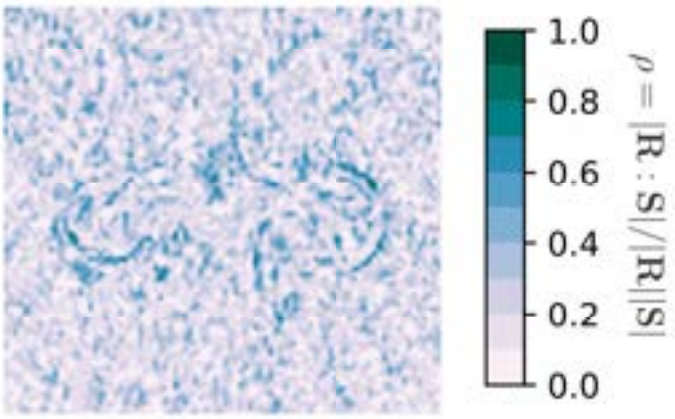
17.
Hybrydowy model Eulera-Lagrange'a dla unoszących się termików. Opracowałem [zob. Abade (2021)] samospójny model hybrydowy Eulera-Lagrange'a do symulacji dynamiki unoszących się suchych i wilgotnych termików w środowisku statycznie stabilnym. Model był stosowany przez Valériana Jewtoukoffa[6] pod moim nadzorem i we współpracy z Martą Wacławkzyk [zob. Jewtoukoff et al. (2023)]. Podejście to jest obiecujące do obliczania subgridowych strumieni turbulencji oraz uwzględniania fluktuacji wyporu na podsiatkowch skalach w modelach chmur (LES). Model i jego wyniki są opisane w (nadal nieopublikowanych) raportach wewnętrznych (Abade, 2021; Jewtoukoff et al., 2023) projektu **P1**.

Prognostycznymi zmiennymi tego hybrydowego modelu Eulera-Lagrange'a są prędkość płynu $\mathbf{u}$ oraz wypór b (na jednostkę masy) w płynie Boussinesqa. Schemat nazwano *hybrydowym*, ponieważ jednocześnie rozwiązuje równania zachowania dla pól uśrednionych $\tilde{\mathbf{u}}$ i $\tilde{b}$ (metodą różnic skończonych) oraz równania cząstek typu (15) dla atrybutów cząstek $\mathbf{A} = (\mathbf{X}, \mathbf{U}, B)$, gdzie $(\mathbf{U}, B)$ są zmiennymi Lagrange'a odpowiadającymi polom Eulerowskim $(\mathbf{u}, b)$. Kluczową zaletą tej metody – dobrze znaną w środowisku naukowym zajmującym się metodami opartymi na funkcjach gęstości prawdopodobieństwa (PDF) [np. Gicquel et al. (2002)] – jest to, że momenty

[6] Badacz podoktorski zatrudniony w ramach projektu **P1**.

statystyczne atrybutów cząstek dostarczają bezpośrednio subgridowych strumieni turbulencji, umożliwiając tzw. *Lagrange'owskie domknięcie* równań uśrednionych $\tilde{\mathbf{u}}$ i $\tilde{b}$.

Badania wykazały, że entrainment (wciąganie powietrza z otoczenia) jest w dużym stopniu kontrolowane przez wypór, a nie przez sposób domykania nierozwiązanych strumieni turbulentnych. Jest to kontrastujące z wieloma konwencjonalnymi wyjaśnieniami dotyczących entrainmentu w chmurach konwekcyjnych, które opierają się głównie na hipotezach turbulencyjnych lub stochastycznych. Ponadto analiza unoszących się termików z wykorzystaniem Lagrange'owskiego domknięcia wykazała, że tzw. hipoteza Boussinesqa—postulująca zgodność między naprężeniem Reynoldsa a średnim odkształceniem—zazwyczaj nie jest spełniona. Ponieważ hipoteza Boussinesqa stanowi podstawę modeli lepkości turbulentnej, szeroko stosowanych w symulacjach chmur do reprezentacji nierozwiązanych strumieni turbulencji, wyniki te sugerują potrzebę dokładniejszych podejść do modelowania subgridowego.



Rysunek 9: Naruszenie hipotezy Boussinesqa w obszarze przepływu unoszącego się termika. Hipoteza ta zakłada zgodność (współliniowość) między naprężeniem Reynoldsa **R** a średnim odkształceniem **S**. Im mniej hipoteza Boussinesqa jest spełniona, tym bliższa zeru jest wartość wskaźnika ρ. Symulacje zostały wykonane przez Valériana Jewtoukoffa (Jewtoukoff et al., 2023).

PODSUMOWANIE

W ciągu ostatnich lat zajmowałem się problemem turbulentnej kondensacji w chmurach, który dotyczy dyfuzyjnego wzrostu kropli cieczy oraz cząstek lodu w wilgotnym powietrzu podlegającym ruchowi turbulentnemu. Ścisły opis tego układu jest niezwykle złożony. Przyjąłem uproszczone, lecz nadal nietrywialne podejście, które pozwoliło mi przeanalizować dwa intrygujące zjawiska w fizyce chmur: występowanie szerokich rozkładów rozmiarów kropli w ciepłych (pozbawionych lodu) chmurach [paradox **(i)**] oraz utrzymywanie się zawartości ciekłej wody w chmurach mieszanej fazy z cząstkami lodu [paradox **(ii)**]. Wciąż jesteśmy daleko od satysfakcjonującego rozwiązania tych paradoksów. Uważam jednak, że udało mi się sformułować problem w sposób bardziej przejrzysty. Stanowi to lepszy punkt wyjścia dla dalszych badań.

Dzięki fenomenologicznemu, stochastycznemu opisowi turbulentnej kondensacji stworzyłem teoretyczne ramy do opisu stochastycznej aktywacji kropli i jej sprzężenia zwrotnego na lokalny, uśredniony w przestrzeni stan termodynamiczny powietrza chmurowego. Ramy te są przydatne, na przykład do rozwijania schematów zamykania równań dla szybkości aktywacji kropli, kondensacji i depozycji w modelach wielomomentowych mikrofizyki chmur (zarówno ciepłych, jak i fazy mieszanej). Dodatkowo odkryłem trwałe stany fazy mieszanej w idealizowanych układach chmurowych. Jest to ważna, wcześniej nieujawniona cecha, gdyż powszechnie stosowane założenia modelowe ułatwiają tzw. glacjację chmur (czyli całkowitą transformację cząstek chmury z kropli wody w kryształy lodu) i niedoszacowują ilości przechłodzonej wody w chmurach fazy mieszanej. Wyjaśniłem również podstawy pojęciowe szeroko stosowanych przybliżeń w modelach turbulentnej kondensacji i zwróciłem uwagę na niektóre ich logiczne błędy i artefakty. Powinno to stanowić motywację do zmiany paradygmatu w badaniach turbulentnej kondensacji w chmurach.

Oczywiście, podejście, które dotychczas stosowałem, pozosta-

wia pole do ulepszeń. W szczególności bardzo wymagającym problemem jest reprezentacja mieszania turbulentnego oraz oddziaływań cząstek chmurowych (poprzez pole pary wodnej) w opisie *kinetycznym*, który opiera się na *jednocząstkowych* funkcjach rozkładu. W poszukiwaniu bardziej zaawansowanych narzędzi modelowych moje obecne działania koncentrują się na włączeniu mikrofizyki chmur w ogólne ramy nierównowagowej mechaniki statystycznej. Będzie to niezwykle użyteczny przewodnik w radzeniu sobie z trudnymi problemami zamknięcia równań (*closure problems*) dotyczącymi innych procesów w chmurach na nierozwiązanych skalach, takich jak koalescencja kropli, turbulentne strumienie i efekty wyporu. Moje wcześniejsze doświadczenie (zob. Sekcja 5) w pracy z problemami nierównowagowymi w układach cząstek w ogóle (zawiesiny cząstek neutralnych, magnetycznych i naładowanych oddziałujących hydrodynamicznie) stanowi w tym zakresie niewątpliwy atut.

5 Działalność naukowa za granicą

Zanim rozpocząłem badania nad *kondensacją turbulentną w chmurach*, miałem okazję pracować w różnych krajach (Brazylia, Niemcy i Polska) oraz nad różnorodnymi problemami — od dość abstrakcyjnych zagadnień z zakresu algebry i mechaniki płynów po kwestie stosowane w inżynierii naftowej. Od początku moich studiów inżynierskich w Brazylii wspólnym motywem badawczym było rozwiązywanie problemów domknięcia podczas modelowania *układów cząstek* w ogólności (zawiesiny cząstek neutralnych, magnetycznych i naładowanych oddziałujących hydrodynamicznie). Narzędzia, które opanowałem podczas pracy z zawiesinami, przygotowały grunt teoretyczny do podejmowania problemów domknięcia w modelowaniu chmur.

Poniżej przedstawiono publikacje, które są owocem wcześniejszej działalności naukowej i które nie zostały uwzględnione w Sekcji 4.

Badania naukowe w Brazylii jako adiunkt

B1 Analytical, numerical and experimental study of gas coning on horizontal wells, E. F. F. Fortaleza, J. O. A. Limaverde Filho, G. S. V. Gontijo, E. L. Albuquerque, R. D. P. Simões, M. M. Soares, M. E. R. Miranda, and G. C. Abade, Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering, **41**, 141 (2019).

B2 Computer Simulations of Equilibrium Magnetization and Microstructure in Magnetic Fluids, A. P. Rosa, G. C. Abade, F. R. Cunha, Phys. Fluids, **29**, 092006 (2017).

Badania podoktorskie w Niemczech

G1 Active microrheology in a colloidal glass, M. Gruber, G. C. Abade, A. M. Puertas, M. Fuchs, Phys. Rev. E **94**, 042602 (2016) — **Editors' Suggestion.**

G2 Rotational self-diffusion in suspensions of charged particles: simulations and revised Beenakker–Mazur and pairwise additivity methods, K. Makuch, M. Heinen, G.C. Abade, G. Nägele, Soft Matter (2015).

Studia doktoranckie w Polsce

D1 Sedimentation of non-Brownian suspensions, G.C. Abade and B. Cichocki, Journal of Physics: Conference Series **392**, 012002(9) (2012).

D2 Diffusion, sedimentation, and rheology of concentrated suspensions of core-shell particles, G.C. Abade, B. Cichocki, G. Nägele, M.L. Ekiel-Jeżewska, E. Wajnryb, J. Chem. Phys. **136**, 104902(16) (2012).

D3 Dynamics of permeable particles in concentrated suspensions, G.C. Abade, B. Cichocki, G. Nägele, M.L. Ekiel-Jeżewska, E. Wajnryb, Physical Review E **81**, 020404(4) (2010).

D4 Rotational and translational self-diffusion in concentrated suspensions of permeable particles, G.C. Abade, B. Cichocki, G. Nägele, M.L. Ekiel-Jeżewska, E. Wajnryb, J. Chem. Phys. **134**, 244903(7) (2011).

D5 High-frequency viscosity and generalized Stokes-Einstein relations in dense suspensions of porous particles, G.C. Abade, B. Cichocki, G. Nägele, M.L. Ekiel-Jeżewska, E. Wajnryb, J. Phys.: Condens. Matter **22**, 322101(6) (2010).

D6 High-frequency viscosity of concentrated porous particles suspensions, G.C. Abade, B. Cichocki, G. Nägele, M.L. Ekiel-Jeżewska, E. Wajnryb, J. Chem. Phys. **113**, 084906(9) (2010).

D7 Short-time dynamics of permeable particles in concentrated suspensions, G.C. Abade, B. Cichocki, G. Nägele, M.L. Ekiel-Jeżewska, E. Wajnryb, J. Chem. Phys. **132**, 014503 (2010).

D8 The short-time self-diffusion coefficient of a sphere in a suspension of rigid rods, J. Guzowski, B. Cichocki, E. Wajnryb and G.C. Abade, J. Chem. Phys. **128**, 094502(11) (2008).

Studia magisterskie w Brazylii

M1 Computer simulation of particle aggregates during sedimentation, G.C. Abade and F.R. Cunha, Comput. Methods Appl. Mech. Engrg. **196**, 4597-4612 (2007).

Studia inżynierskie w Brazylii

E1 Modeling and direct simulation of velocity fluctuations and particle-velocity correlations in sedimentation, F.R. Cunha, G.C. Abade, A.J. Sousa, E.J. Hinch, J. Fluids Eng. **124**, 957-968 (2002).

UNIWERSYTET W BRASILII
1998 - 2005

Studia inżynierskie i magisterskie

1.
Sedimentacja. Moja kariera naukowa rozpoczęła się na Uniwersytet w Brasilii w ramach Programu Stypendialnego Inicjacji Naukowej (PIBIC) Ministerstwa Nauki i Technologii Brazylii. Pierwsze problemy, którymi się zajmowałem, dotyczyły algebry abstrakcyjnej

(teorii grup) pod kierunkiem prof. Heldera Matosa (Wydział Matematyki). Następnie przeszedłem do problemu z zakresu dynamiki płynów i mechaniki statystycznej dotyczącego *sedimentacji*, który badałem pod niezwykłym i inspirującym nadzorem prof. Francisco Ricardo da Cunha (Wydział Inżynierii Mechanicznej).

Badałem zawiesiny nie-Brownowskich sztywnych kul sedymentujących w płynie Newtonowskim w reżimie Stokesa (zanikający liczby Reynoldsa). W tym reżimie prędkości $\mathbf{U}$ kul są proporcjonalne do sił zewnętrznych $\mathbf{F}$ działających na nie,

$$\mathbf{U} = \mu(\mathbf{X}) \cdot \mathbf{F}, \quad \partial_t \mathbf{X} = \mathbf{U} \tag{24}$$

Chociaż równanie (24) wydaje się proste, tzw. *macierz ruchliwości* $\mu(\mathbf{X})$, która łączy prędkości i siły, jest obiektem skomplikowanym. Opisuje ona *oddziaływania hydrodynamiczne* między zawieszonymi cząstkami. Te oddziaływania pośredniczone przez płyn mają bardzo długi zasięg, a zatem zależą od przestrzennej konfiguracji $\mathbf{X}$ wszystkich cząstek w układzie.

Stosując przybliżenie typu oddziaływań parami [np. Beenakker (1986)] dla $\mu(\mathbf{X})$, przeprowadziłem symulacje równowagowe i nierównowagowe, aby obliczyć średnią prędkość sedymentacji oraz hydrodynamiczną samodyfuzję (spowodowaną fluktuacjami mezoskalowymi wynikającymi z oddziaływań hydrodynamicznych) w funkcji ułamka objętościowego zawieszonych kul. Ważnym oryginalnym wkładem było opracowanie *procedury wielokrotnych kroków czasowych* przyspieszającej obliczeniowo wymagające całkowanie równania ewolucji (24). Badałem również inne powiązane problemy, takie jak procesy transportu w złożach fluidalnych (fluidized beds), zawiesiny gaz-ciało stałe (zanikający liczby Reynoldsa, ale wysoka liczba Stokesa) oraz rozpad (niestabilności) agregatów cząstek osiowosymetrycznych (kulistych i toroidalnych) w przepływie Stokesa. Wyniki tych badań opublikowano w **E1** oraz **M1**.

UNIWERSYTET WARSZAWSKI
2005 - 2010

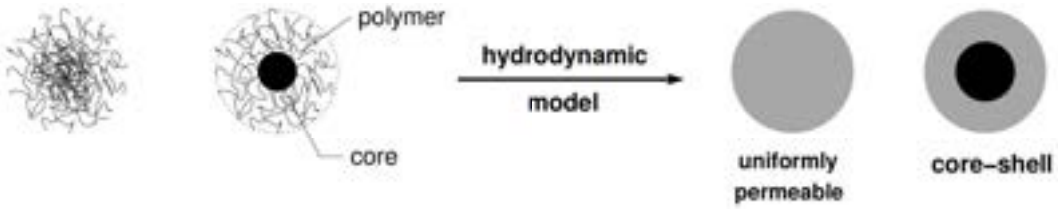
Badania doktoranckie

W 2005 roku otrzymałem najbardziej prestiżowe stypendium doktoranckie w Brazylii (pełne stypendium doktoranckie CAPES za granicą), aby podjąć studia doktoranckie w wybranej przeze mnie wiodącej instytucji międzynarodowej. Najpierw zostałem przyjęty na studia doktoranckie na Uniwersytecie w Bristolu (Wydział Matematyki) pod kierunkiem prof. Richa Kerswella (obecnie w DAMTP na Uniwersytecie w Cambridge). Ostatecznie i z pełną satysfakcją zdecydowałem się realizować doktorat pod kierunkiem prof. Bogdana Cichockiego na Uniwersytecie Warszawskim (Wydział Fizyki). Poniżej krótko opisuję moje osiągnięcia naukowe z tego okresu.

2.
Symulacje równowagowe i nierównowagowe zawiesin. Pod kierunkiem prof. Bogdana Cichockiego i we ścisłej współpracy z prof. Eligiuszem Wajnrybem (IPPT-PAN), przeprowadziłem symulacje równowagowe i nierównowagowe zawiesin sztywnych kul oddziałujących hydrodynamicznie, wykorzystując bardzo dokładny schemat [np. Cichocki et al. (2000); Ekiel-Jeżewska and Wajnryb (2009)] do obliczenia macierzy ruchliwości $\boldsymbol{\mu}(\mathbf{X})$ [równanie (24)].

Symulacje równowagowe służyły do obliczenia właściwości krótkoczasowych Brownowskich zawiesin cząstek o *strukturze wewnętrznej*, takich jak kule przepuszczalne i o strukturze „core-shell" (zob. rys. 10). Interesujące nas właściwości krótkoczasowe obejmowały (efektywną) lepkość ścinania przy wysokiej częstotliwości, współczynniki dyfuzji rotacyjnej oraz funkcję hydrodynamiczną $H(q)$ charakteryzującą odpowiedź monodyspersyjnej i jednorodnej zawiesiny na słabe pole siłowe w zależności od liczby falowej (zob. rys. 11).

Prace te, opublikowane w serii artykułów **D2** – **D7**, były re-

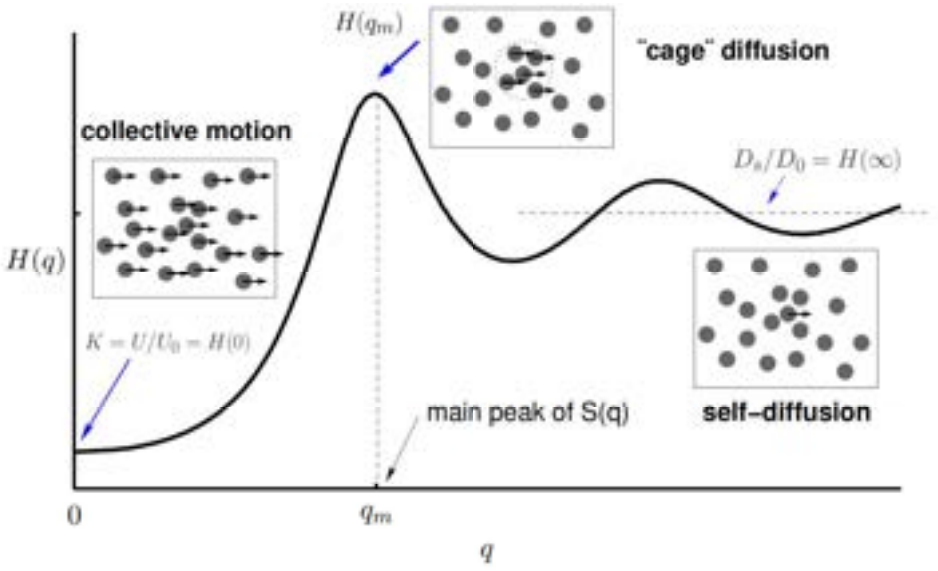


Rysunek 10: Modele hydrodynamiczne cząstek o strukturze wewnętrznej zostały zbadane w pracach D2 do D7.

alizowane we współpracy z zespołem najwyższej klasy kierowanym przez prof. Bogdana Cichockiego (Uniwersytet Warszawski): prof. Marią Ekiel-Jeżewską (IPPT-PAN), prof. Eligiuszem Wajnrybem (IPPT-PAN) oraz prof. Gerhardem Nägele (Forschungszentrum Jülich).

Symulacje poza równowagą dotyczyły sedymentacji nie-Browno-wskich i rzadkich zawiesin nieprzepuszczalnych kul. Interesujące nas cechy obejmowały średnią prędkość sedymentacji oraz korelacje przestrzenne między cząstkami, które rozwijają się w miarę osiągania przez zawiesinę stanu stacjonarnego poza równowagą. Prace te opisano w D1. Wyników symulacji nie dało się w pełni zrozumieć bez wglądu w teorię Cichockiego-Sadleja (Cichocki and Sadlej, 2008), w której rozwiązano trudny problem *domknięcia* (closure problem), aby uzyskać autonomiczne równanie dla funkcji korelacji par $g(r)$. Analiza sugeruje, że para blisko położonych kul odczuwa wpływ trzeciej, odległej cząstki poprzez efektywny przepływ czysto odkształcający (straining flow). Obraz Cichockiego-Sadleja wskazuje następnie, że numerycznie symulowana przez nas długozasięgowa struktura w stanie stacjonarnym generuje wzorzec przepływu przypominający ruch płynu odkształcającego, co zwiększa korelacje par przy małych odległościach i determinuje charakterystyczną strukturę funkcji korelacji par przedstawioną na rys. 12.

W kontekście moich obecnych działań naukowych, to badanie dostarcza niezwykle użytecznych narzędzi teoretycznych i oblicze-

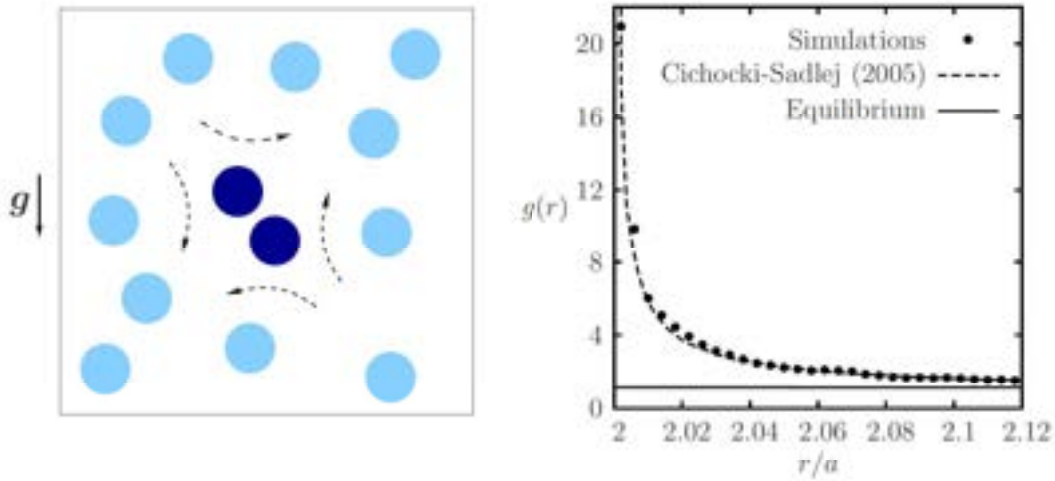


Rysunek 11: Funkcja hydrodynamiczna $H(q)$, charakteryzująca odpowiedź układu na słabe, zależne od liczby fal pola siłowego.

niowych do rozwiązania trudnego problemu inercyjnego, turbulentnego skupiania kulistych kropli w chmurach [np. Bragg et al. (2022)].

Mój wkład w serię prac (D1-D8) obejmuje: (a) implementację *poprawki lubrikacyjnej* (lubrication correction) dla kul o różnych rozmiarach (D8); (b) opracowanie kodu symulacyjnego FAST-HYDROMULTIPOLE [7], który umożliwił symulacje nierównowagowe; (c) opracowanie półanalitycznego schematu do numerycznego wyznaczania trajektorii hydrodynamicznie oddziałujących kul w bliskim kontakcie (gdzie dominują efekty lubrikacji); oraz (d) ocenę *granicy układu nieskończonego* właściwości zawiesin, które były obliczane dla układu o skończonej liczbie cząstek.

[7] Przyspieszonej wersji dobrze znanego kodu HYDROMULTIPOLE [np. Cichocki et al. (2000); Ekiel-Jeżewska and Wajnryb (2009)].



Rysunek 12: Korelacja par między cząstkami sedymentującymi w rzadkiej zawiesinie w stanie stacjonarnym nierównowagowym.

UNIWERSYTET W BRASILII
2010 - 2014

Stanowisko adiunkta

We wrześniu 2009 roku (jeszcze przed formalną obroną doktoratu) wygrałem konkurs na stanowisko adiunkta na Wydziale Inżynierii Mechanicznej (Uniwersytet w Brasílii) w dziedzinie mechaniki płynów[8]

Jako nowo zatrudniony adiunkt opublikowaliśmy artykuły **D1** i **D2**, nadal powiązane tematycznie z moim doktoratem. Otrzymałem dwa prestiżowe indywidualne granty dla młodych naukowców (projekty **P2** i **P3**, wymienione na stronie 73) i uzyskałem status niezależnego badacza w procesie zwanym *akredytacją*. Jest on rów-

[8]Konkurs na stanowisko adiunkta trwa trzy dni i obejmuje egzamin pisemny z zakresu mechaniki płynów (pierwszy dzień), egzamin dydaktyczny, podczas którego kandydat wygłasza wykład na temat wylosowany 24 godziny wcześniej (drugi dzień), oraz ustną prezentację osiągnięć naukowych i perspektyw badawczych (trzeci dzień).

noważny polskiej *habilitacji*, choć nie podlega bezpośredniej nostryfikacji w Polsce.

Akredytacja formalnie upoważniła mnie do samodzielnego prowadzenia doktorantów, recenzowania rozpraw doktorskich oraz uczestnictwa w radach i komisjach naukowych. Opierała się na dorobku naukowym udokumentowanym publikacjami **D1**–**D8** (wymienionymi na stronie 54) oraz na dwóch indywidualnych grantach badawczych **P2** i **P3**. Istotnym elementem mojej akredytacji był również fakt, że ukończyłem doktorat za granicą *z wyróżnieniem*, realizując go w ramach najbardziej prestiżowego brazylijskiego stypendium doktoranckiego.

Poniżej podsumowuję moje osiągnięcia naukowe z tego okresu.

3.
Równowagowa magnetyzacja i mikrostruktura w płynach magnetycznych.
Wniosłem istotny wkład w obliczenia tzw. równowagowej magnetyzacji zawiesiny magnetycznej w obecności jednorodnego pola magnetycznego. Magnetyzacja zawiesiny magnetycznej (np. ferrofluidu lub płynu magnetoreologicznego) to netto moment magnetyczny przypadający na jednostkę objętości, który zależy od stężenia cząstek magnetycznych, ich indywidualnych momentów magnetycznych oraz przyłożonego pola zewnętrznego. Badanie to zostało opublikowane w **B2** i realizowane było w ramach projektu **P3**.

Opracowałem obliczenia metodami Monte Carlo i Brownowskiej Dynamiki, uwzględniające zarówno stopnie swobody translacyjne, jak i rotacyjne cząstek magnetycznych. Symulacje przeprowadzał student Adriano Possebon (obecnie adiunkt na Uniwersytet w Brasílii) pod nadzorem prof. Francisco Ricardo da Cunha oraz moim.

W ramach tego projektu opracowałem również efektywną procedurę obliczania tzw. *funkcji rozkładu radialnego* $g(\mathbf{r})$, uwzględnia-

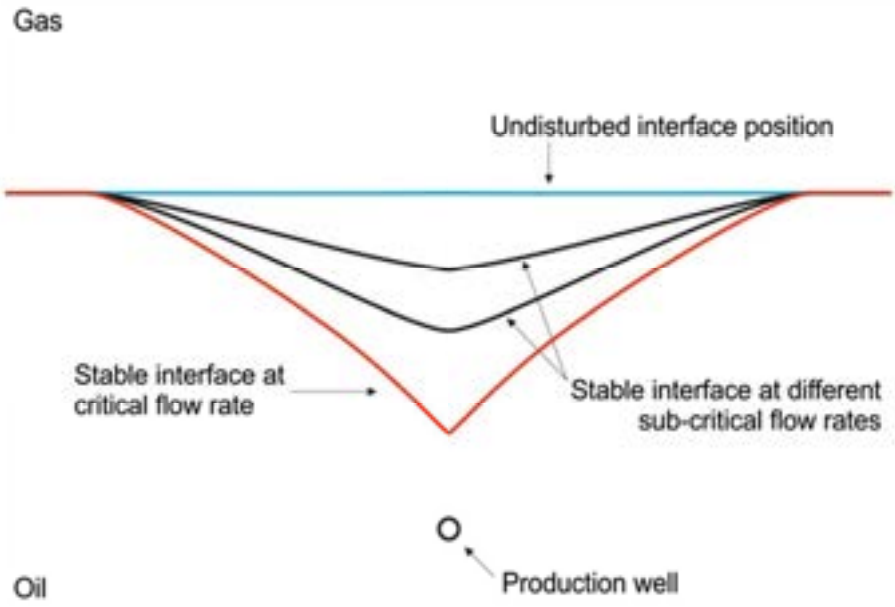
jącej korelacje przestrzenne między kulami w układzie cząstek. Procedura jest ogólna i nadaje się do stosowania w układach *anizotropowych* (w pracy **B2** anizotropia wynika z przyłożonego pola magnetycznego) oraz umożliwia *a posteriori* korekty minimalizujące efekty skończonego rozmiaru układu (np. artefakty wynikające z periodyczności pudełka symulacyjnego).

Procedurę tę można bezpośrednio zastosować w kontekście mikrofizyki chmur, np. do wyznaczania korelacji par w modelach typu DNS opisujących turbulentne skupianie kropli w chmurach. W tym konkretnym problemie anizotropowe korelacje przestrzenne między kroplami mogą wynikać z działania grawitacji (sedymentacja).

4.
Gas coning w złożach ropy naftowej. Wniosłem wkład w rozwój i zastosowanie metod numerycznych oraz analitycznych do rozwiązania problemu „gas coning" w wydobyciu ropy z podziemnych złóż [np. Hinch (1985)]. Badanie to opisano w pracy zespołowej **B1** oraz w raportach wewnętrznych projektu **C7**. Problem fizyczny ilustruje rysunek 13.

Podstawowy model podziemnego złoża ropy składa się z dwóch warstw cieczy (warstwa gazu nad warstwą ropy) w ośrodku porowatym. Ropa jest wydobywana z złoża poprzez studnię umieszczoną w warstwie ropy. Wraz z rozpoczęciem wydobycia, powierzchnia graniczna gaz–ropa (początkowo pozioma) ulega deformacji (ponieważ gaz ma tendencję do przepływu w kierunku studni) i przyjmuje kształt stożka. Jeśli tempo wydobycia jest zbyt wysokie, stożek gazowy dociera do studni, powodując niepożądane wydobycie gazu.

Opracowałem schemat różnic skończonych [oparty na koncepcji *rozszerzonego ciśnienia* (Bardet and Tobita, 2002)] do symulacji powierzchni gaz–ropa w *anizotropowym* ośrodku porowatym z *nieprzepuszczalnymi inkluzjami*. Symulacje były prowadzone przez stu-



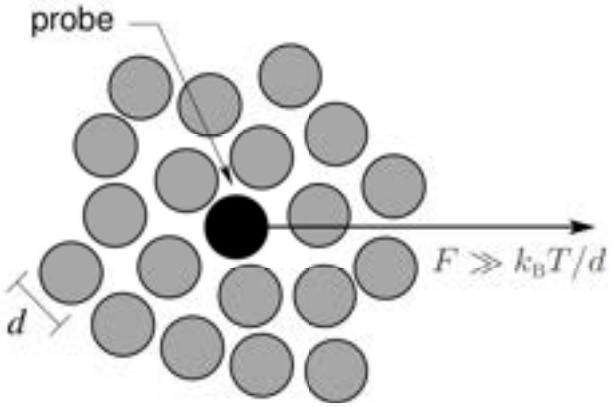
Rysunek 13: Schemat problemu gas coningu badany w **B1**.

denta Ernane Ruasa Neiva Júnior pod moim nadzorem.

Od strony analitycznej zastosowałem tzw. *metodę hodografu*, w której nieznana powierzchnia graniczna gaz–ropa (w płaszczyźnie fizycznej) jest przekształcana w znane kształty w pomocniczych (zespolonych) płaszczyznach poprzez sekwencję odwzorowań konformalnych. Obliczenia te były wykonywane przez dwóch studentów (Rafaela Simõesa i Matheusa Soaresa) pod moim nadzorem oraz we współpracy z prof. Eugênio Fortaleza (Uniwersytet w Brasílii).

UNIWERSYTET W KONSTANCJI
2014 - 2016

Badania podoktorskie



Rysunek 14: Schemat układu mikrorheologicznego badany w **G1**, w którym cząstka próbna jest przeciągana przez skoncentrowany układ koloidalny sztywnych kul.

W 2014 roku, podczas urlopu naukowego z Uniwersytet w Brasílii, z powodzeniem aplikowałem na dwa stanowiska podoktorskie: jedno na Technische Universiteit Eindhoven u prof. Rutgera van Santena, a drugie na Uniwersytet w Konstancji u prof. Matthiasa Fuchsa. Zdecydowałem się realizować projekt na Uni Konstanz, również ze względów rodzinnych.

Prace prowadziłem we ścisłej współpracy z prof. Matthiasem Fuchsem (kierownikiem grupy), Markusem Gruberem (doktorantem na Uni Konstanz w tym czasie) oraz prof. Antonio M. Puertas (Universidad de Almería). Moje osiągnięcia podsumowuję poniżej.

5.
Aktywna mikrorheologia w szkle koloidalnym. W pracy **G1** zastosowaliśmy teorię sprzężeń modów (MCT - mode coupling theory) do opisania dynamiki cząstki próbnej napędzanej stałą siłą przez szklany układ koloidalny sztywnych kul (rys. 14). Badania te doprowadziły do przełomu w naszym rozumieniu aktywnej mikrorheologii.

Główną ideą mikrorheologii jest to, że przeciąganie cząstki prób-

nej przez złożony materiał może dostarczyć unikalnych informacji o lokalnej relaksacji struktury i powiązaniu z makroskopowymi właściwościami reologicznymi, takimi jak lepkość zawiesiny zależna od częstotliwości czy granica płynięcia (yield stress). Praca wykorzystała tzw. *wielokrotne jądra relaksacyjne* (multiple relaxation kernels) w celu wyeliminowania niestabilności wcześniejszych sformułowań MCT [np. Gazuz and Fuchs (2013)] w aktywnej mikrorheologii. Aproksymacje zamknięcia MCT zastosowano w nieredukowalnym jądrze tarcia zgodnie z Cichocki and Hess (1987).

Udoskonalony model pozwolił nam badać reżim, w którym przyłożona siła jest wystarczająco duża, aby wyrwać cząstkę próbną z „klatki" najbliższych sąsiadów w szklanej zawiesinie (*delokalizacja*). Ważną cechą, którą obliczyliśmy, jest siła krytyczna, powyżej której cząstka próbna ulega delokalizacji. Wykazaliśmy, że współczynniki tarcia cząstek delokalizowanych maleją ze wzrostem siły, co wskazuje na efekt *force-thinning*.

Ponadto ruch cząstki próbnej jest silnie anizotropowy. W kierunku poprzecznym do przyłożonej siły obserwujemy dyfuzję wzmacnianą siłą, natomiast wzdłuż kierunku siły dynamika jest heterogeniczna, co objawia się w wykładniczych ogonach tzw. *funkcji van Hove* cząstki próbnej. Ten rozszerzony, w pełni mikroskopowy schemat MCT stanowił istotny postęp w modelowaniu reologii złożonych, gęstych zawiesin pod działaniem silnych sił. Nasz obszerny artykuł **G1** opublikowany w *Physical Review E* został wyróżniony przez redaktora.

Podstawowym teoretycznym ramami, które wykorzystaliśmy w pracy **G1** do opisu aktywnej mikrorheologii, był *formalizm Mori-Zwanziga (MZ)*. Opracowany pierwotnie w kontekście mechaniki statystycznej układów nierównowagowych [np. Stinis (2015)], formalizm MZ może stanowić użyteczne narzędzie do rozwijania schematów zamknięcia w modelach chmur na różnych poziomach opisu (kinetycznym i hydrodynamicznym).

Schematy te wyrażane są w postaci uogólnionych równań Langevina (GLE - generalized Langevin equations), które uwzględniają nie tylko składniki *szumu*, lecz także *efekty pamięci*. Podejście to jest stosowane w schematach parametryzacji w modelach pogody i klimatu [zob. np. Ghil and Lucarini (2020); Givon et al. (2004); Chorin and Stinis (2006)]. Przedstawiłem te idee (ilustrowane schematycznymi modelami) podczas seminarium związanym z moją wizytą w Kavli Institute of Theoretical Physics (University of California, Santa Barbara) w listopadzie 2022 roku.

6.
Schematyczny model aktywnej mikrorheologii — model Abadego. Pełny mikroskopowy model MCT zależny od liczby fal dla aktywnej mikrorheologii, który opracowaliśmy w pracy **G1**, jest nieprzystępny analitycznie i możliwy do traktowania jedynie metodami numerycznymi. W związku z tym opracowałem zredukowany model schematyczny [nazwany *modelem Abadego* przez Gruber (2019)], który pozwala na analityczne podejście przy zachowaniu niektórych kluczowych cech pełnego mikroskopowego modelu. Dzięki względnej prostocie, model Abadego ma również wartość dydaktyczną. Model ten był wykorzystywany przez Gruber (2019), Gruber et al. (2020) oraz Ditz (2025) do charakteryzowania uwalniania cząstki-tracera z „szklastego" otoczenia w wyniku działania siły zewnętrznej przekraczającej wartość progową. Ostatnio opracowano również wersję modelu Abadego z uwzględnieniem dwóch czasów, autorstwa Ditz (2025).

7.
Rotacyjna samodyfuzja w zawiesinach cząstek naładowanych. Brałem udział w badaniu krótkoczasowej rotacyjnej samodyfuzji zawiesin cząstek naładowanych. Oprócz oddziaływań twardo-kulistych i hydrodynamicznych pośredniczonych przez ciecz, zawieszone cząstki oddziałują również poprzez odpychający potencjał Yukawy. Prze-

prowadziłem szczegółowe obliczenia korelacji przestrzennych cząstek (funkcji struktury) oraz symulacje równowagowe przy użyciu kodu HYDROMULTIPOLE. Wyniki tych symulacji dostarczyły wysokiej dokładności danych dotyczących rotacyjnej dyfuzji, które posłużyły do oceny wydajności dwóch półanalitycznych metod teoretycznych: Beenakker-Mazur [np. Makuch and Cichocki (2012)] oraz metod addytywności parami (ang. *pairwise additivity methods*). Badanie zostało opublikowane w pracy G2 we współpracy z dr Karolem Makuchem (IChF-PAN), dr Marco Heinen (University of Guanajuato) oraz prof. Gerhardem Nägele (Forschungszentrum Jülich).

6 Działalność dydaktyczna i organizacyjna

6.1 Działalność dydaktyczna

Od momentu uzyskania stopnia doktora byłem konsekwentnie i aktywnie zaangażowany w działalność dydaktyczną na wszystkich stanowiskach, które zajmowałem. Prowadziłem różnorodne zajęcia w trzech różnych krajach (Brazylii, Polsce i Niemczech), mierząc się z odmiennymi praktykami kulturowymi oraz nauczając w trzech językach. W kompleksowych oficjalnych ocenach dydaktycznych przeprowadzonych na Uniwersytach w Brasílii, Konstancji i Warszawie, moje wykłady oraz towarzyszące im ćwiczenia uzyskały bardzo wysokie oceny. Istotnym formalnym potwierdzeniem moich osiągnięć dydaktycznych jest Nagroda Dydaktyczna Dziekana Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego (2023).

Poniżej przedstawiam wszystkie prowadzone przeze mnie kursy. Zajęcia, które sam stworzyłem lub istotnie zmieniłem, oznaczone są pogrubioną czcionką.

Uniwersytet w Brasílii (2010-2014)

- Fluid Mechanics 2
- Classical Thermodynamics
- **Thermodynamics of irreversible processes**
- Mathematical Methods in Mechanical Sciences
- **Dynamics of flows in porous media**
- **Oil reservoir engineering**

Uniwersytet w Konstancji (2014-2016)

- Integrierter Kurs 3 (ćwiczenia);
- **Hydrodynamics (wykłady oraz koordynacja ćwiczeń).**

Uniwersytet Warszawski (2016-present)

- Podstawy Hydrodynamiki (wykłady i ćwiczenia)
- Termodynamika Atmosfery (wykłady i ćwiczenia)
- Atmospheric and Ocean Dynamics (ćwiczenia)
- **Hydrodynamics and Elasticity (wykłady i ćwiczenia)**
- **Selected Topics in Fluid Mechanics (wykłady i ćwiczenia)**
- **Advanced Graduate Fluid Mechanics (wykłady i ćwiczenia)**
- **Introduction to Cloud Modeling (wykłady i ćwiczenia)**
- **Introduction to Computational Fluid Dynamics (wykłady)**
- **Selected Topics in Computational Fluid Dynamics (wykłady)**
- Proseminar Geophysics

Opiekowałem się wieloma studentami na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego w następujących dyscyplinach:

- Zespołowe Projekty Studenckie
- Geophysical Laboratorium I and II
- Pracownia Fizyczna II stopnia A1
- Praktyka Zawodowa
- Indywidualna Praca w Laboratorium Badawczym

Prace dyplomowe

Byłem promotorem następujących studentów:

- Ernane Ruas Neiva Júnior, *Numerical simulation of the steady-state behavior of the gas-liquid interface during oil extraction in heterogeneous reservoirs*, Praca Licencjacka, Wydział Inżynierii Mechanicznej, Uniwersytet w Brasílii, 2013.
- Murilo Angelini Vidigal de Oliveira, *Numerical simulation of rigid sphere suspensions in shear*, Praca Licencjacka, Wydział Inżynierii Mechanicznej, Uniwersytet w Brasílii, 2013.
- Gesse Arantes de Roure Neto, *Numerical simulation of transport phenomena in magnetic suspension*. Projekt w ramach Instytucjonalnego Programu Stypendiów Inicjacji Naukowej (PIBIC), Uniwersytet w Brasílii, 2014.
- Jakub Woźniak, *Kondensacyjny wzrost kropel chmurowych*, Praca Licencjacka, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, 2019.
- Igor Kumela, *Minimalistic particle-based model of a cloud chamber*, Praca Licencjacka, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, 2025.

oraz udzielałem pomocy następującym studentom:

- Julia Chachulska, *Wyznaczanie współczynnika dyspersji w kanałach otwartych metodą momentów statystycznych*, Praca Licencjacka, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, 2020.
- Maciej Dojczman, *Modelowanie interakcji lodu morskiego z warstwą graniczą atmosfery i oceanu*, Praca Magisterska, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, 2020.

- Fabian Coupette, *Third harmonic of large amplitude oscillatory shearing in quasistatic approximation*, Fachbereich Physik Universität Konstanz, 2015.
- Markus Heinrich, *Simulating the motion of ellipsoidal particles*, Praca licencjacka, Fachbereich Physik, Universität Konstanz, 2015.
- Adriano Possebon Rosa, *Numerical and Experimental Analysis of the Rheology and Microstructure of Magnetic Suspensions*, Praca Magisterska, Wydział Inżynierii Mechanicznej, Uniwersytet w Brasílii, 2014.

Rozprawy doktorskie

Samodzielnie prowadziłem doktoranta

- Daniela Gomesa Albuquerque, *Modeling particle growth by condensation and deposition in turbulent mixed-phase cloud volumes*, Praca Doktorska, Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski, 2025.

oraz udzielałem wsparcia merytorycznego

- Markusowi Gruberowi, *Theory of microrheology in complex fluids*, Praca Doktorska, Fachbereich Physik, Universität Konstanz, 2019.

Opieka naukowa nad postdokiem

- dr. Valérianem Jewtoukoffem (2021 - 2023) w ramach projektu **P1**.

Recenzja rozprawy doktorskiej

- Matheusa Araújo Aguilara, *Theoretical Studies of Elastic and Magnetic Boundary Layers Flows with Active Control of Drag*, Wydział Inżynierii Mechanicznej, Uniwersytet w Brasílii, 2025.

6.2 Działalność organizacyjna

- Opiekun specjalności *Geophysics* studiów drugiego stopnia na kierunku *Physics* na Wydziale Fizyki od października 2017 r. do teraz.
- Członek Rady Dydaktycznej Wydziału Fizyki z grupy nauczycieli akademickich od stycznia 2020 r. do teraz.
- Członek Komisji Rady Dydaktycznej ds. monitorowania ocen zajęć dydaktycznych od listopada 2021 r. do teraz.
- Członek zespołu rekrutacyjnego do Szkoły Doktorskiej Nauk Ścisłych i Przyrodniczych w ramach dyscypliny Nauki Fizyczne (w latach 2019, 2020, 2021).
- Funkcja specjalisty ds. opracowania programu kształcenia w ramach projektu „Program zintegrowanych działań na rzecz rozwoju Uniwersytetu Warszawskiego" (Program ZIP) od listopada 2018 r. do stycznia 2019 r. Udział w przygotowaniu koncepcji kształcenia na kierunku *Physics* oraz przygotowanie programu kształcenia specjalności *Geophysics* Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego.

6.3 Popularyzacja nauki

Prowadziłem w 2017 r. serię zajęć zatytułowanych *Stochastyczne symulacje powstawanie opadu*, realizowanych w ramach warsztatów organizowanych przez Krajowy Fundusz na rzecz Dzieci.

Projekty naukowe

Byłem *głównym badaczem* w projektach wymienionych poniżej:

P1 2018 - 2023
Turbulent dynamics and microphysics in a Stochastic Lagrangian Cloud Model
Narodowe Centrum Nauki (OPUS)

P2 2011 - 2013
Rheological characterization of colloidal suspensions
National Council for Scientific and Technological Development (Universal – CNPq)
Brazilian Ministry of Science and Technology

P3 2013 - 2015
Transport properties of charged and magnetic suspensions
National Council for Scientific and Technological Development (Universal – CNPq)
Brazilian Ministry of Science and Technology

Byłem *współwykonawcą* przy poniższych projektach:

C1 2022 - 2024
Investigation of the stability of mixed-phase clouds based on a stochastic description of the microphysics
Narodowe Centrum Nauki (Preludium)

C2 2021 - 2025
Next Generation Earth Modelling Systems - NextGEMS
European Commission, HORIZON 2020

C3 2019 - 2023
Deterministic versus stochastic origin of warm rain
Narodowe Centrum Nauki (Sonata)

C4 2016 - 2017
Numerical modeling of cloud microphysics and microphysics-dynamics interactions in shallow boundary-layer clouds
Narodowe Centrum Nauki (Polonez)

C5 2014-2016
Nonlinear mechanical response of supercooled melts under applied forces
German Science Foundation

C6 2013 - 2015
Macroscopic characteristics of dispersed media
Narodowe Centrum Nauki (Sonata)

C7 2012 - 2014
Water influx in heavy oil reservoirs
Chevron Brasil R&D

Krótkoterminowe wizyty

listopad 2022 (5 tygodni)	Kavli Institute for Theoretical Physics (KITP), UC Santa Barbara, USA
sierpień 2019 (3 tygodnie)	National Center for Atmospheric Research (NCAR), Boulder, USA
lipiec 2018 (3 tygodnie)	National Center for Atmospheric Research (NCAR), Boulder, USA
listopad 2017 (1 tydzień)	National Center for Atmospheric Research (NCAR), Boulder, USA

Stypendia i nagrody

2002 Wyróżnienie honorowe za zasługi dla najlepszego studenta rocznika kierunku Inżynieria Mechaniczna (Uniwersytet w Brasílii / CREA-DF)

2005 Stypendium pełnego programu doktoranckiego za granicą przyznane przez Ministerstwo Edukacji Brazylii (CAPES)

2019 Nagroda Indywidualna III stopnia Rektora Uniwersytetu Warszawskiego za osiągnięcia naukowe

2022 Nagroda Indywidualna III stopnia Rektora Uniwersytetu Warszawskiego za osiągnięcia naukowe

2023 Nagroda dydaktyczna Dziekana Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

2026 Wyróżnienie Rektora Uniwersytetu Warszawskiego za osiągnięcia naukowe w 2024 roku

Tabela 1: Lista akronimów.

Akronim	Wyrażenie (w jęz. angielskim)
CCN	Cloud Condensation Nuclei
DNS	Direct Numerical Simulation
DSD	Droplet Size Distribution
IEM	Interaction by Exchange with the Mean
LCM	Lagrangian Cloud Model
LES	Large-Eddy Simulation
MFA	Mean-field approximation
PDF	Probability Density Function
PSD	Particle Size Distribution
WBF	Wegener-Bergeron-Findeisen (process)

Literatura

Abade, G. C. (2021). Hybrid Eulerian-Lagrangian scheme for simulations of dry and moist rising thermals in neutrally stable environment. *Project internal report*.

Abade, G. C. (2026). On the closure problem of condensation and deposition rates in mixed-phase cloud models. *Preprint in preparation*.

Abdul-Razzak, H., Ghan, S. J., and Rivera-Carpio, C. (1998). A parameterization of aerosol activation: 1. single aerosol type. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 103(D6):6123–6131.

Arabas, S., Curtis, J. H., Silber, I., Fridlind, A. M., Knopf, D. A., West, M., and Riemer, N. (2025). Immersion freezing in particle-based aerosol-cloud microphysics: A probabilistic perspective on singular and time-dependent models. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*, 17(4):e2024MS004770. e2024MS004770 2024MS004770.

Arabas, S. and Shima, S.-I. (2017). On the CCN (de)activation nonlinearities. *Nonlin. Processes Geophys.*, 24(3):535–542.

Balescu, R. (1975). *Equilibrium and Nonequilibrium Statistical Mechanics*. John Wiley & Sons.

Balescu, R. (1988). *Transport Processes in Plasmas: Classical Transport Theory*, volume 1. North-Holland, Amsterdam.

Balescu, R. (2005). *Aspects of Anomalous Transport in Plasmas*. Series in Plasma Physics. CRC Press.

Bardet, J.-P. and Tobita, T. (2002). A practical method for solving free-surface seepage problems. *Computers and Geotechnics*, 29(6):451–475.

Beenakker, C. W. J. (1986). Ewald sum of the rotne–prager tensor. *The Journal of Chemical Physics*, 85(3):1581–1582.

Benzi, R. (2010). Stochastic resonance: from climate to biology. *Nonlinear Processes in Geophysics*, 17(5):431–441.

Bragg, A. D., Hammond, A. L., Dhariwal, R., and Meng, H. (2022). Hydrodynamic interactions and extreme particle clustering in turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 933:A31.

Celani, A., Falkowich, G., Mazzino, A., and Seminara, A. (2005). Droplet condensation in turbulent flows. 70(6):775–781.

Celani, A., Mazzino, A., and Tizzi, M. (2008). The equivalent size of cloud condensation nuclei. *New J. Phys.*, 10(7):075021.

Celani, A., Mazzino, A., and Tizzi, M. (2009). Droplet feedback on vapor in a warm cloud. *Int. J. Mod. Phys. B*, 23(28 & 29):5434–5443.

Chandrakar, K. K., Grabowski, W. W., Morrison, H., and Bryan, G. H. (2021). Impact of entrainment mixing and turbulent fluctuations on droplet size distributions in a cumulus cloud: An investigation using lagrangian microphysics with a subgrid-scale model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 78(9):2983 – 3005.

Chandrakar, K. K., Morrison, H., and Shaw, R. A. (2023). Lagrangian and eulerian supersaturation statistics in turbulent cloudy rayleigh–bénard convection: Applications for les subgrid modeling. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 80(9):2261 – 2285.

Chorin, A. and Stinis, P. (2006). Problem reduction, renormalization, and memory. *Communications in Applied Mathematics and Computational Science*, 1(1):1 – 27.

Cichocki, B. (2017). *Marian Smoluchowski. Selected Scientific Works*. University of Warsaw.

Cichocki, B. and Hess, W. (1987). On the memory function for the dynamic structure factor of interacting brownian particles. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 141(2):475–488.

Cichocki, B., Jones, R., Kutteh, R., and Wajnryb, E. (2000). Friction and mobility for colloidal spheres in stokes flow near a boundary: The multipole method and applications. *The Journal of Chemical Physics*, 112(5):2548–2561.

Cichocki, B. and Sadlej, K. (2008). Stokesian dynamics—the BBGKY hierarchy for correlation functions. *Journal of Statistical Physics*, 132:129–151.

Clark, T. L. and Hall, W. D. (1979). A numerical experiment on stochastic condensation theory. *Journal of Atmospheric Sciences*, 36(3):470 – 483.

Cooper, W. A. (1989). Effects of variable droplet growth histories on droplet size distributions. Part I: Theory. *J. Atmos. Sci.*, 46(10):1301–1311.

Ditz, N. (2025). *Theory of time-dependent and non-local microrheology*. PhD thesis, Universität Konstanz, Konstanz.

Dubrulle, B. (2019). Beyond kolmogorov cascades. *Journal of Fluid Mechanics*, 867:P1.

Einstein, A. (1906). Zur Theorie der Brownschen Bewegung. *Annalen der Physik*, 324(2):371–381.

Ekiel-Jeżewska, M. L. and Wajnryb, E. (2009). Precise multipole method for calculating hydrodynamic interactions between spherical particles in the stokes flow. In Feuillebois, F. and Sellier, A., editors, *Theoretical Methods for Micro Scale Viscous Flows*, pages 127–172. Transworld Research Network, Kerala, India.

Eyink, G. (2024). Onsager's 'ideal turbulence' theory. *Journal of Fluid Mechanics*, 988:P1.

Gazuz, I. and Fuchs, M. (2013). Nonlinear microrheology of dense colloidal suspensions: A mode-coupling theory. *Phys. Rev. E*, 87:032304.

Germano, M. (1992). Turbulence: the filtering approach. *Journal of Fluid Mechanics*, 238:325–336.

Ghil, M. and Lucarini, V. (2020). The physics of climate variability and climate change. *Rev. Mod. Phys.*, 92:035002.

Gicquel, L. Y. M., Givi, P., Jaberi, F. A., and Pope, S. B. (2002). Velocity filtered density function for large eddy simulation of turbulent flows. 14(3):1196–1213.

Givon, D., Kupferman, R., and Stuart, A. (2004). Extracting macroscopic dynamics: model problems and algorithms. *Nonlinearity*, 17(6):R55.

Grabowski, W. W. and Thomas, L. (2021). Cloud droplet diffusional growth in homogeneous isotropic turbulence: bin microphysics versus lagrangian super-droplet simulations. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 21(5):4059–4077.

Grabowski, W. W., Thomas, L., and Kumar, B. (2022a). Impact of cloud-base turbulence on ccn activation: Ccn distribution. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 79(11):2965 – 2981.

Grabowski, W. W., Thomas, L., and Kumar, B. (2022b). Impact of cloud-base turbulence on CCN activation: Single-size CCN. *J. Atmos. Sci.*, 79(2):551 – 566.

Grabowski, W. W. and Wang, L.-P. (2013). Growth of cloud droplets in a turbulent environment. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 45:293–324.

Gruber, M. (2019). *Theory of microrheology in complex fluids*. PhD thesis, Universität Konstanz, Konstanz.

Gruber, M., Puertas, A. M., and Fuchs, M. (2020). Critical force in active microrheology. *Phys. Rev. E*, 101:012612.

Gutiérrez, M. S., Chekroun, M. D., and Koren, I. (2024). Gibbs states and brownian models for coexisting haze and cloud droplets. *Science Advances*, 10(46):eadq7518.

Held, I. M. (2005). The gap between simulation and understanding in climate modeling. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 86(11):1609 – 1614.

Heymsfield, A. J. (1977). Precipitation development in stratiform ice clouds: A microphysical and dynamical study. *J. Atmos. Sci.*, 34(2):367 – 381.

Hinch, E. J. (1985). The recovery of oil from underground reservoirs. In Niordson, F. I. and Olhoff, N., editors, *Theoretical and Applied Mechanics*, pages 135–161. Elsevier.

Hoffmann, F. and Feingold, G. (2019). Entrainment and mixing in stratocumulus: Effects of a new explicit subgrid-scale scheme for large-eddy simulations with particle-based microphysics. *J. Atmos. Sci.*, 76(7):1955–1973.

Hoffmann, F., Yamaguchi, T., and Feingold, G. (2019). Inhomogeneous mixing in lagrangian cloud models: Effects on the production of precipitation embryos. *J. Atmos. Sci.*, 76(1):113–133.

Jewtoukoff, V., Abade, G. C., and Waclawczyk, M. (2023). Simulations of rising thermals using a Lagrangian stochastic closure for microphysics and subgrid-scale turbulent fluxes. *Project internal report*.

Kabanov, A. S., Mazin, I. P., and Smirnov, V. I. (1971). Comment on "the theory of growth of cloud drops by condensation". *Journal of Atmospheric Sciences*, 28(1):129 – 130.

Khain, A., Pinsky, M., and Korolev, A. (2022). Combined effect of the Wegener–Bergeron–Findeisen mechanism and large eddies on microphysics of mixed-phase stratiform clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 79(2):383 – 407.

Khvorostyanov, V. I. and Curry, J. (1999). Toward the theory of stochastic condensaion in clouds. Part I: A general kinetic equation. *J. Atmos. Sci.*, 56:3985–3996.

Korolev, A. (2007). Limitations of the Wegener–Bergeron–Findeisen mechanism in the evolution of mixed-phase clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 64(9):3372 – 3375.

Korolev, A. and Isaac, G. (2003). Phase transformation in mixed phase clouds. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 129:19–38.

Korolev, A. and Mazin, I. (2003). Supersaturation of water vapor in clouds. *J. Atmos. Sci.*, 60(24):2957–2974.

Langevin, P. (1908). Sur la théorie du mouvement brownien. *C. R. Acad. Sci.*, 146:530–533.

Lanotte, A. S., Seminara, A., and Toschi, F. (2009). Cloud droplet growth by condensation in homogeneous isotropic turbulence. *J. Atmos. Sci.*, 66(6):1685–1697.

Lees, A. W. and Edwards, S. F. (1972). The computer study of transport processes under extreme conditions. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 5(15):1921.

Liu, Y. and Hallett, J. (1998). On size distributions of cloud droplets growing by condensation: A new conceptual model. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 55(4):527 – 536.

Liu, Y., Yau, M.-K., Shima, S.-I., Lu, C., and Chen, S. (2023). Parameterization and explicit modeling of cloud microphysics: Approaches, challenges, and future directions. *Advances in Atmospheric Sciences*, 40(5):747–790.

Makuch, K. and Cichocki, B. (2012). Transport properties of suspensions–critical assessment of beenakker-mazur method. *The Journal of Chemical Physics*, 137(18):184902.

Minier, J.-P., Chibbaro, S., and Pope, S. B. (2014). Guidelines for the formulation of lagrangian stochastic models for particle simulations of single-phase and dispersed two-phase turbulent flows. *Phys. Fluids*, 26(11):113303.

Minier, J.-P. and Peirano, E. (2001). The PDF approach to turbulent polydispersed two-phase flows. *Physics Reports*, 352(1):1–214.

Minier, J.-P. and Pozorski, J. (1997). Derivation of a pdf model for turbulent flows based on principles from statistical physics. *Physics of Fluids*, 9(6):1748–1753.

Morrison, H., de Boer, G., Feingold, G., Harrington, J., Shupe, M. D., and Sulia, K. (2012). Resilience of persistent arctic mixed-phase clouds. *Nature Geoscience*, 5(1):11–17.

Paoli, R. and Shariff, K. (2009). Turbulent condensation of droplets: direct simulation and a stochastic model. *J. Atmos. Sci.*, 66:723.

Peirano, E., Chibbaro, S., Pozorski, J., and Minier, J.-P. (2006). Mean-field/pdf numerical approach for polydispersed turbulent two-phase flows. *Progress in Energy and Combustion Science*, 32(3):315–371.

Piasecki, J. (1997). *Echelles de temps en theorie cinetique*, volume 33 of *Mathématiques et Physique*. Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne.

Pinsky, M., Khain, A., and Korolev, A. (2014). Analytical investigation of glaciation time in mixed-phase adiabatic cloud volumes. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 71(11):4143 – 4157.

Pinsky, M., Khain, A., and Korolev, A. (2015). Phase transformations in an ascending adiabatic mixed-phase cloud volume. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120(8):3329–3353.

Pinsky, M., Khain, A., and Korolev, A. (2018). Theoretical analysis of liquid–ice interaction in the unsaturated environment with application to the problem of homogeneous mixing. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 75(4):1045 – 1062.

Pope, S. (1985). PDF methods for turbulent reactive flows. *Progress in Energy and Combustion Science*, 11(2):119–192.

Pope, S. B. (2000). *Turbulent flows*. Cambridge University Press.

Pope, S. B. (2004). Ten questions concerning the large-eddy simulation of turbulent flows. *New J. Phys.*, 6:1–24.

Pozorski, J. and Minier, J.-P. (1999). Probability density function modeling of dispersed two-phase turbulent flows. *Phys. Rev. E*, 59:855–863.

Prabhakaran, P., Shawon, A. S. M., Kinney, G., Thomas, S., Cantrell, W., and Shaw, R. A. (2020). The role of turbulent fluctuations in aerosol activation and cloud formation. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 117(29):16831–16838.

Prabhakaran, P., Thomas, S., Cantrell, W., Shaw, R. A., and Yang, F. (2022). Sources of stochasticity in the growth of cloud droplets: Supersaturation fluctuations versus turbulent transport. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 79(12):3145 – 3162.

Résibois, P. and De Leener, M. (1977). *Classical Kinetic Theory of Fluids*. John Wiley & Sons.

Rogers, R. R. and Yau, M. K. (1989). *A short course in cloud physics*. Butterworth-Heinemann.

Romps, D. M. and Kuang, Z. (2010). Nature versus nurture in shallow convection. *J. Atmos. Sci.*, 67:1655–.

Saito, I. and Gotoh, T. (2018). Turbulence and cloud droplets in cumulus clouds. *New Journal of Physics*, 20(2):023001.

Saito, I., Gotoh, T., and Watanabe, T. (2019). Broadening of cloud droplet size distributions by condensation in turbulence. *J. Meteor. Soc. Japan*, 97(4):867–891.

Saito, I., Watanabe, T., and Gotoh, T. (2021). Statistical properties of a stochastic model of eddy hopping. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 21(17):13119–13130.

Sardina, G., Picano, F., L., B., and Caballero, R. (2015). Continuous growth of droplet size variance due to condensation in turbulent clouds. *Phys. Rev. Lett.*, 115:184501.

Sardina, G., Poulain, S., L., B., and Caballero, R. (2018). Broadening of cloud droplet size spectra by stochastic condensation: effects of mean updraft velocity and CCN activation. *J. Atmos. Sci.*, 75:451–467.

Shaw, R. A. (2003). Particle-turbulence interactions in atmospheric clouds. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 35(Volume 35, 2003):183–227.

Shima, S., Sato, Y., Hashimoto, A., and Misumi, R. (2020). Predicting the morphology of ice particles in deep convection using the super-droplet method: development and evaluation of scale-sdm 0.2.5-2.2.0, -2.2.1, and -2.2.2. *Geoscientific Model Development*, 13(9):4107–4157.

Siewert, C., Bec, J., and Krstulovic, G. (2017). Statistical steady state in turbulent droplet condensation. *J. Fluid Mech.*, 810:254–280.

Smoluchowski, M. (1906). Zur kinetischen theorie der brownschen molekularbewegung und der suspensionen. *Annalen der Physik*, 21:756 – 780.

Spohn, H. (1980). Kinetic equations from Hamiltonian dynamics: Markovian limits. *Rev. Mod. Phys.*, 52:569–615.

Spohn, H. (1991). *Large scale dynamics of interacting particles*. Texts and monographs in physics. Springer-Verlag, Berlin ;.

Sreenivasan, K. R. (1999). Fluid turbulence. *Rev. Mod. Phys.*, 71:S383–S395.

Sreenivasan, K. R. and Schumacher, J. (2025). What is the turbulence problem, and when may we regard it as solved? *Annual Review of Condensed Matter Physics*, 16(Volume 16, 2025):121–143.

Stevens, B., Walko, R. L., and Cotton, W. R. (1996). The spurious production of cloud-edge supersaturation by eulerian models. *Mon. Wea. Rev.*, 124:1034–1041.

Stinis, P. (2015). Renormalized Mori–Zwanzig-reduced models for systems without scale separation. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 471(2176):20140446.

Storelvmo, T. and Tan, I. (2015). The wegener-bergeron-findeisen process - its discovery and vital importance for weather and climate. *Meteorologische Zeitschrift*, 24(4):435–442.

Thomas, L., Grabowski, W. W., and Kumar, B. (2020). Diffusional growth of cloud droplets in homogeneous isotropic turbulence: DNS, scaled-up DNS, and stochastic model. *Atmos. Chem. Phys.*, 2020:1–21.

Vaillancourt, P. A. and Yau, M. K. (2000). Review of particle-turbulence interactions and consequences for cloud physics. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 81(2):285 – 298.

Vaillancourt, P. A., Yau, M. K., Bartello, P., and Grabowski, W. W. (2002). Microscopic approach to cloud droplet growth by condensation. Part II: Turbulence, clustering, and condensational growth. *J. Atmos. Sci.*, 59(24):3421–3435.

Van Kampen, N. (1985). Elimination of fast variables. *Physics Reports*, 124(2):69–160.

Van Kampen, N. G. and Felderhof, B. U. (1967). *Theoretical Methods in Plasma Physics*. North-Holland.