

# Этюды о магнитных полях во Вселенной и их влиянии на волновые процессы

В.В.Кочаровский

*Институт прикладной физики им. А.В.Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород*

Переменное и квазистационарное магнитное поле. Кинетические и МГД механизмы генерации. Влияние магнитного поля на элементарные процессы и волны в плазме. Первичное магнитное поле. Стадия почти однородной Вселенной. Первые массивные звезды, карликовые галактики, черные дыры. Магнитные поля в современных объектах.

Роль и структура магнитного поля ударных волн в слабостолкновительной плазме. Крупно– и мелкомасштабная структура магнитосфер звезд и планет. Поляризация излучения неоднородной плазмы. Магнитные облака, магнитопаузы, токовые слои и филаменты в плазме с анизотропными распределениями частиц по скоростям.

Пересоединение магнитных силовых линий. Волновые и апериодические неустойчивости в магнитоактивной плазме; волновая и магнитная турбулентность. Аномальная проводимость плазмы. Механизмы звездных (солнечных) вспышек. Циклотронные линии в жестком спектре излучения магнитосфер нейтронных звезд.

## Уравнения Максвелла-Власова. Ипостаси магнитного поля

$f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$  — функция распределения частиц по скоростям,  $\alpha$  — сорт частиц;

$\mathbf{E}, \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}, \mathbf{B}[\{f_\alpha\}]$  — электрическое и магнитное поля.

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \mathbf{v}_\alpha \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + e_\alpha \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{v}_\alpha \times \mathbf{B} \right) \frac{\partial f_\alpha}{\partial \mathbf{p}} = 0$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad \rho(\mathbf{r}, t) = \sum_\alpha N_\alpha e_\alpha \int f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) d^3 p,$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \sum_\alpha N_\alpha e_\alpha \int f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \frac{\mathbf{p}}{m_\alpha \gamma_\alpha} d^3 p$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0,$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi \rho,$$

$$\gamma_\alpha = (1 + \mathbf{p}^2 / m_\alpha^2 c^2)^{1/2}$$

**Роль квазистатического поля.** *Экзотика:* грав. метрика  $g_{ij}$ , вект. потенциал  $\mathbf{A}$ , магнитное поле элементарных частиц со спином, магнитный монополь, гран. условия для черных дыр и Вселенной.

## Линейное и нелинейное действие магнитного поля

*Пример МГД.* Звук в плазме без и при наличии внешнего магнитного поля.

Ударные волны. Магнито- и ионно-звуковые солитоны. Распад слабого разрыва в плазме.

Волны в слабостолкновительной м/а плазме. Магнитная турбулентность и кинетика частиц. Распад сильного разрыва в плазме. Бесстолкновительные ударные волны.

Намагниченный вакуум. Лагранжиан Гейзенберга-Эйлера. Ударные волны в вакууме.

$\hbar\omega_B = mc^2$  : критическое поле  $B_c = m^2c^3/e\hbar = 4,4 \cdot 10^{13}$  Гс  $\equiv E_c = 1,3 \cdot 10^{18}$  В/м (предел Швингера).

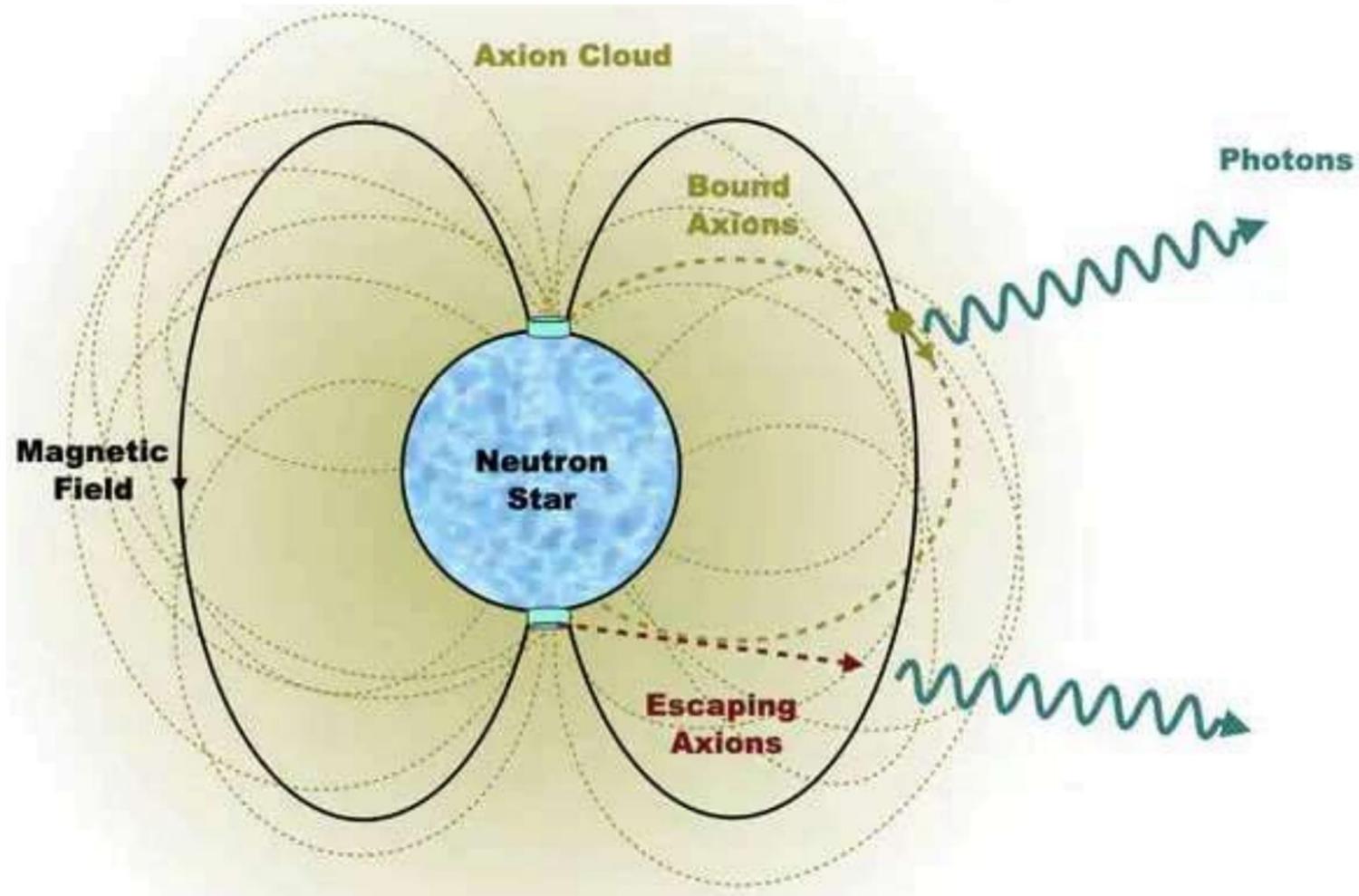
Отсутствие рождения магнитных монополей по механизму Швингера проверено до полей  $\sim 10^{20}$  Гс, возникающих на  $10^{-26}$  сек при нецентральных Рb-Рb- и Au-Au-столкновениях с энергией 5 ТэВ и прицельным параметром около двух радиусов ядра (БАК, 2018-2023 гг.). Это дает ограничение массы магнитного монополя снизу величиной порядка 70 ТэВ.

Команда спутника Insight-NXMT в 2022 г. обнаружила линию циклотронного поглощения с энергией 146 кэВ в рентгеновском спектре нейтронной звезды Swift J0243.6+6124, что соответствует максимальному измеренному поверхностному магнитному полю  $1,6 \cdot 10^{13}$  Гс.

Аксионы (как возможные частицы темной материи) могут накапливаться в поле тяготения нейтронной звезды и порождать в её магнитном поле доступные наблюдению фотоны.

## Novel Constraints on Axions Produced in Pulsar Polar-Cap Cascades

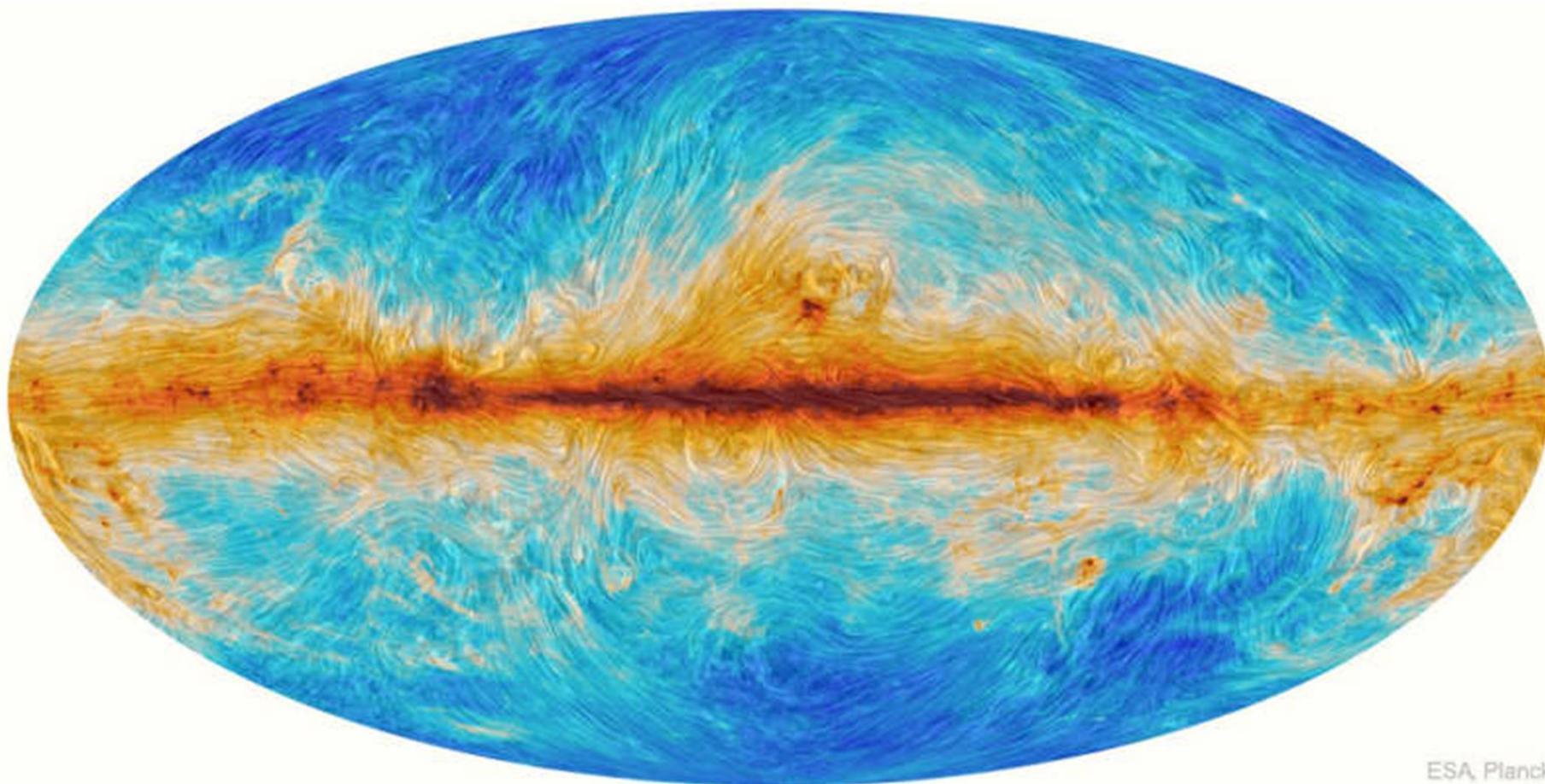
Dion Noordhuis <sup>1,\*</sup>, Anirudh Prabhu <sup>2,3,†</sup>, Samuel J. Witte <sup>1,†</sup>, Alexander Y. Chen,<sup>4</sup>  
Fábio Cruz <sup>5,6</sup> and Christoph Weniger <sup>1</sup>



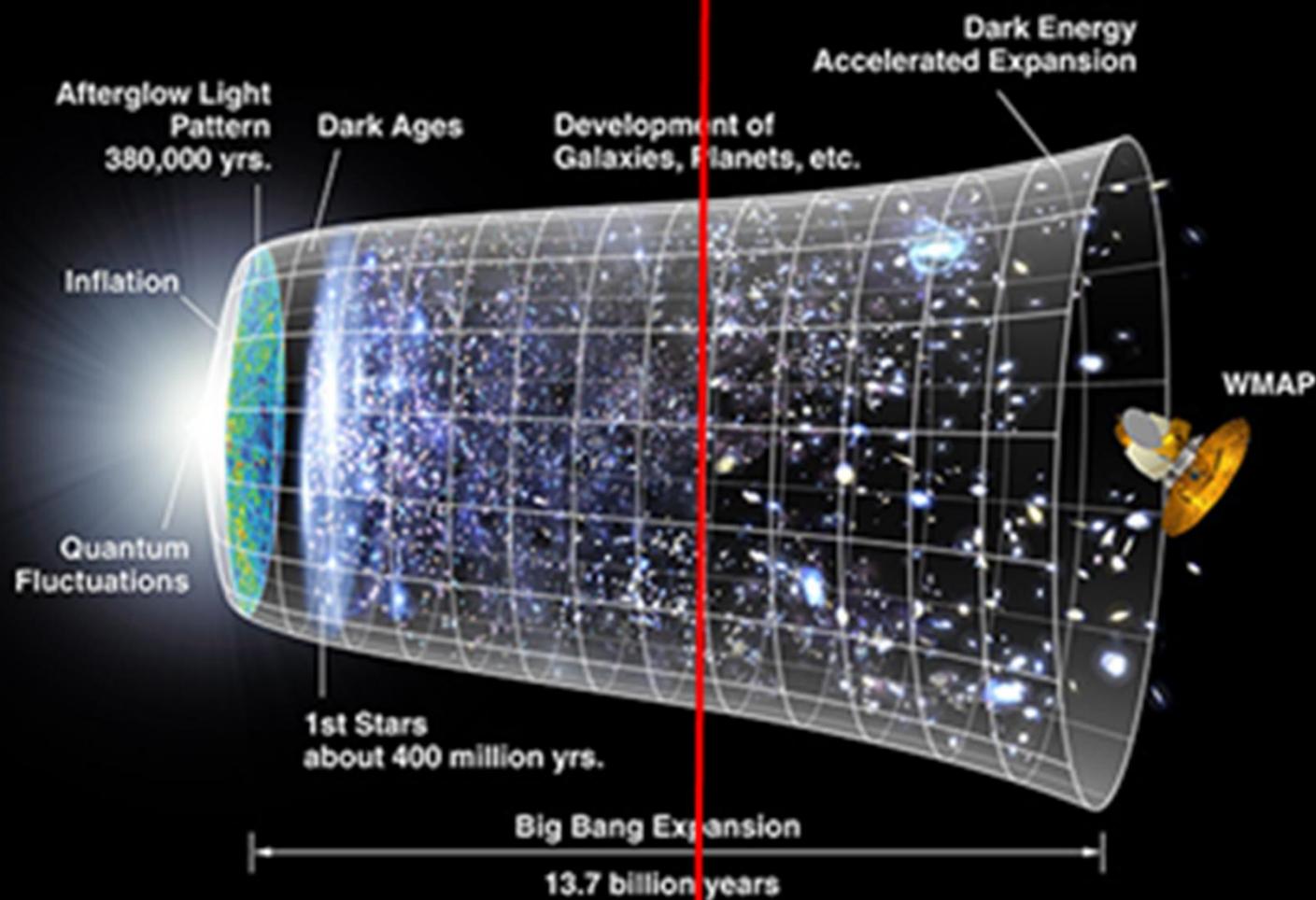
# Магнитные поля астрофизических объектов

Межгалактическая среда (?)	$B_0 \lesssim 10^{-17} - 10^{-14}$ Гс
Межзвездная среда (плазма) в галактиках	$B_0 \sim 10^{-9} - 10^{-4}$ Гс
Магнитопаузы звезд и экзопланет	$B_0 \sim 10^{-3} - 10^{-1}$ Гс
Аккреционные и протопланетные диски молодых звезд, ионосферы планет и экзопланет	$B_0 \sim 10^{-2} - 10$ Гс
Ударные волны в межзвездной среде (джеты)	$B_0 \sim 10^{-3} - 10^6$ Гс
Звезды различных спектральных классов	$B_0 \sim 1 - 10^4$ Гс
Арочные структуры активных звезд	$B_0 \sim 10^2 - 10^5$ Гс
Белые карлики	$B_0 \sim 10^5 - 10^9$ Гс
Нейтронные звезды	$B_0 \sim 10^9 - 10^{15}$ Гс

# Силовые линии магнитного поля Галактики Млечный Путь



# Первые массивные скопления



( ~100 000 массивных скоплений в наблюдаемой Вселенной )

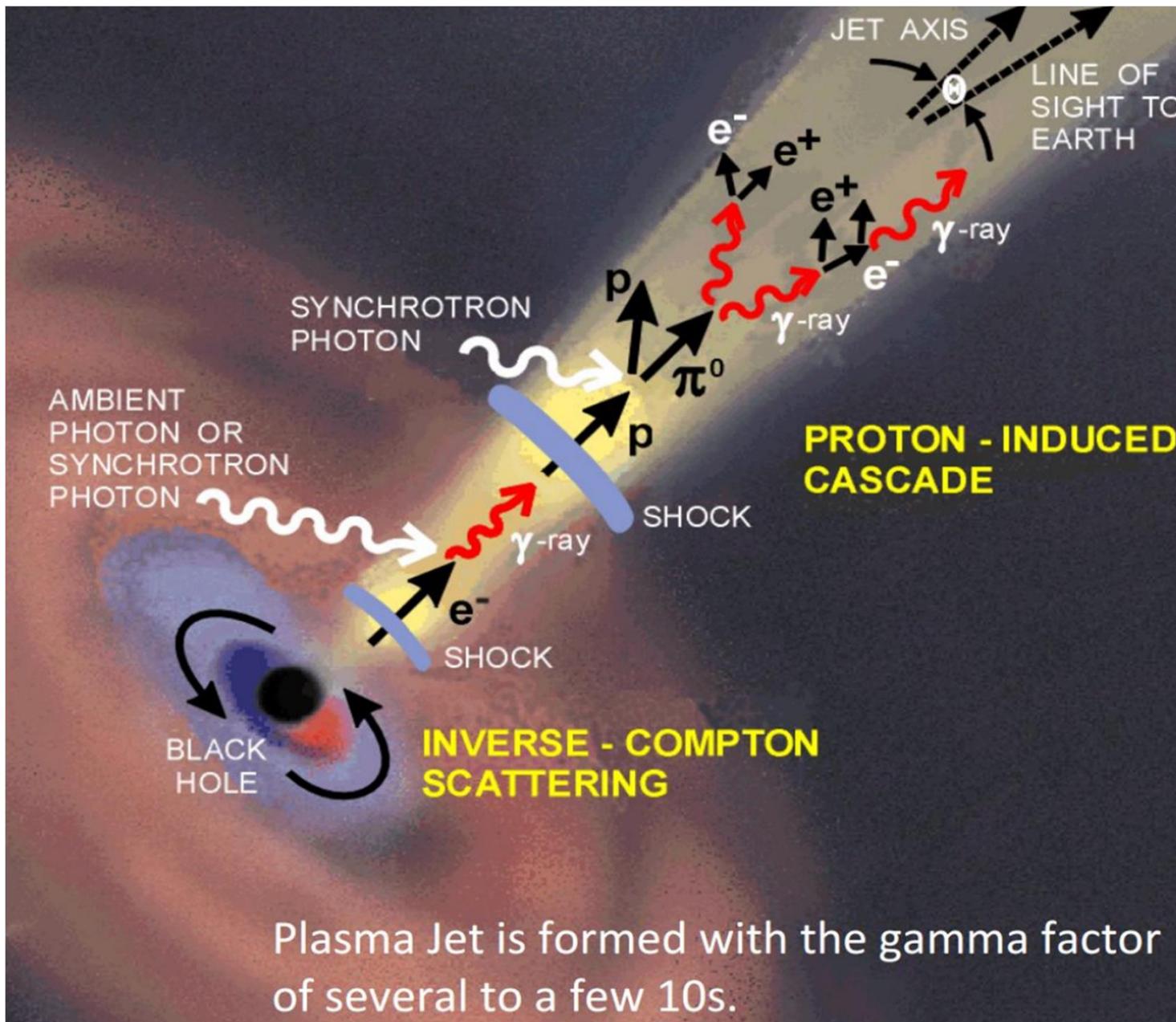
# The primordial magnetic field in our cosmic backyard

Class. Quantum Grav. **35** (2018) 154001

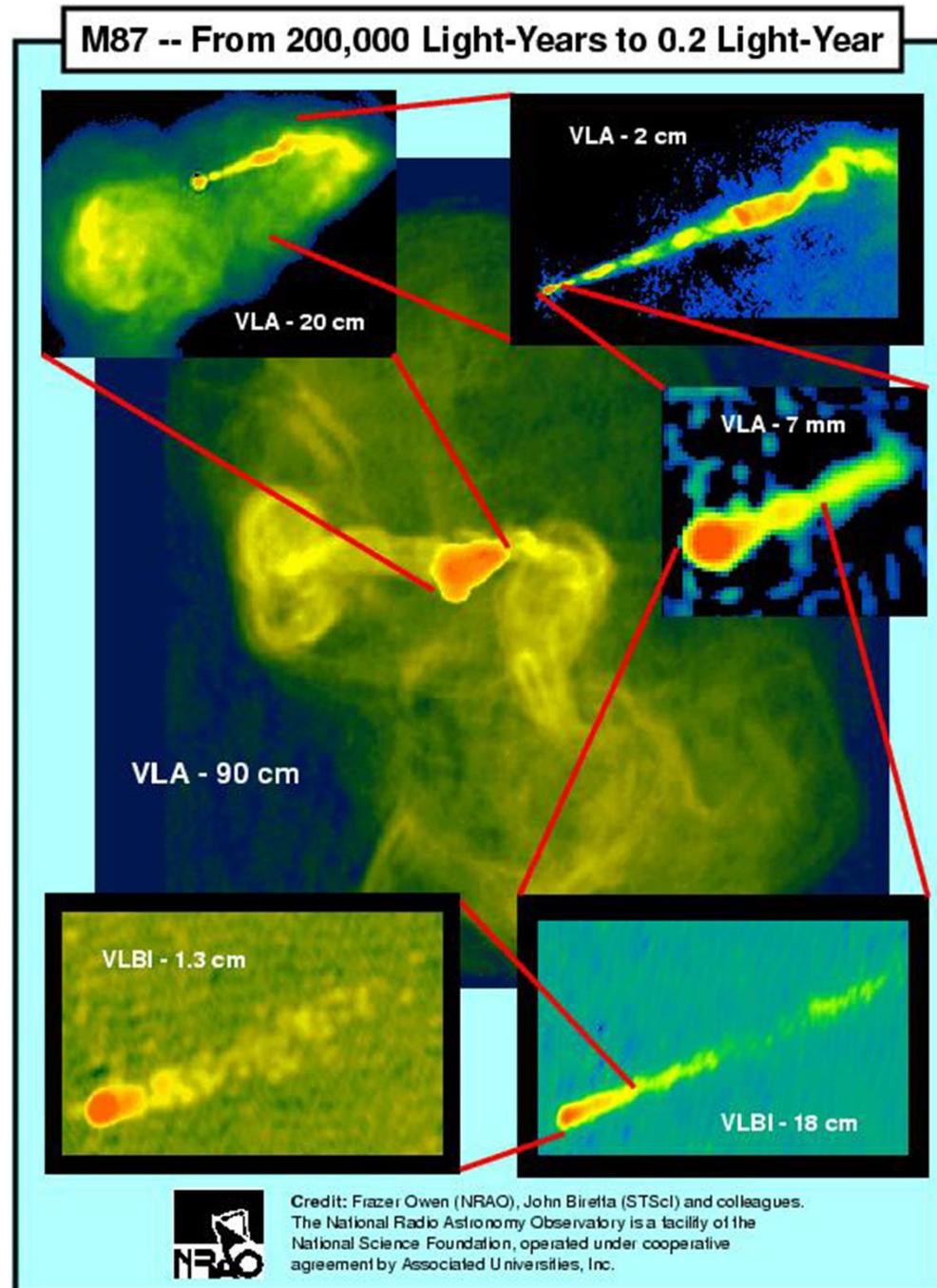
**Sebastian Hutschenreuter**<sup>1,2,10</sup>, **Sebastian Dorn**<sup>1,2</sup>,  
**Jens Jasche**<sup>3</sup>, **Franco Vazza**<sup>4,5,6</sup>, **Daniela Paoletti**<sup>7,8</sup>,  
**Guilhem Lavaux**<sup>9</sup> and **Torsten A Enßlin**<sup>1,2</sup>

We reconstruct for the first time the three dimensional structure of magnetic fields on cosmological scales, which were seeded by density perturbations during the radiation dominated epoch of the Universe and later on were evolved by structure formation. To achieve this goal, we rely on three dimensional initial density fields inferred from the 2M++ galaxy compilation via the Bayesian BORG algorithm. Using those, we estimate the magnetogenesis by the so called Harrison mechanism. This effect produced magnetic fields exploiting the different photon drag on electrons and ions in vortical motions, which are excited due to second order perturbation effects in the Early Universe. Subsequently we study the evolution of these seed fields through the non-linear cosmic structure formation by virtue of a magneto-hydrodynamics simulation to obtain a 3D estimate for the structure of this primordial magnetic field component today. At recombination we obtain large scale magnetic field strengths around  $10^{-23}$  G, with a power spectrum peaking at about  $2 \text{ Mpc}^{-1} h$  in comoving scales. At present we expect this evolved primordial field to have strengths above  $\approx 10^{-27}$  G and  $\approx 10^{-29}$  G in clusters of galaxies and voids, respectively. We also calculate the corresponding Faraday rotation measure map and show the magnetic field morphology and strength for specific objects of the Local Universe. These results provide a reliable lower limit on the primordial component of the magnetic fields in these structures.

# Межгалактическое магнитное поле: спектр гамма-излучения и ореол блазаров



# Magnetic field in the phenomena of relativistic jets and EHECRs



# Первичное магнитное поля до эпохи рекомбинации

PHYSICAL REVIEW LETTERS 131, 231002 (2023)

---

## Dark Matter Minihalos from Primordial Magnetic Fields

Pranjal Ralegankar \*

*SISSA, International School for Advanced Studies, via Bonomea 265, 34136 Trieste, Italy*

(Received 28 March 2023; revised 27 July 2023; accepted 14 November 2023; published 8 December 2023)

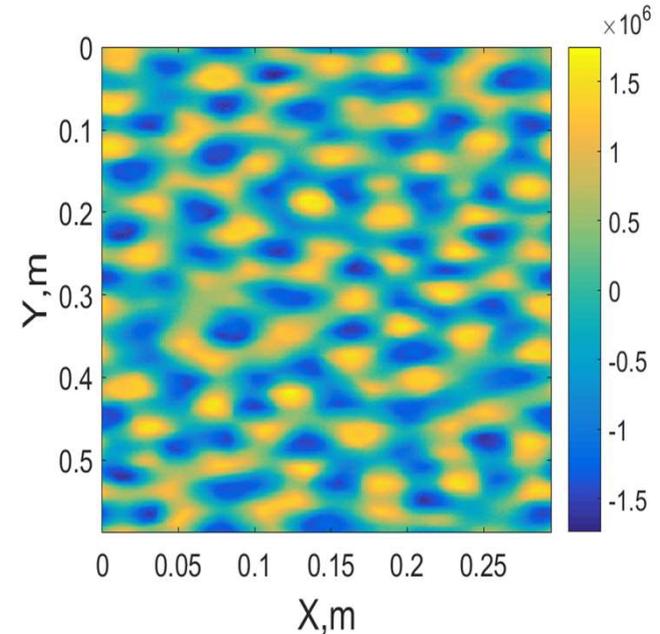
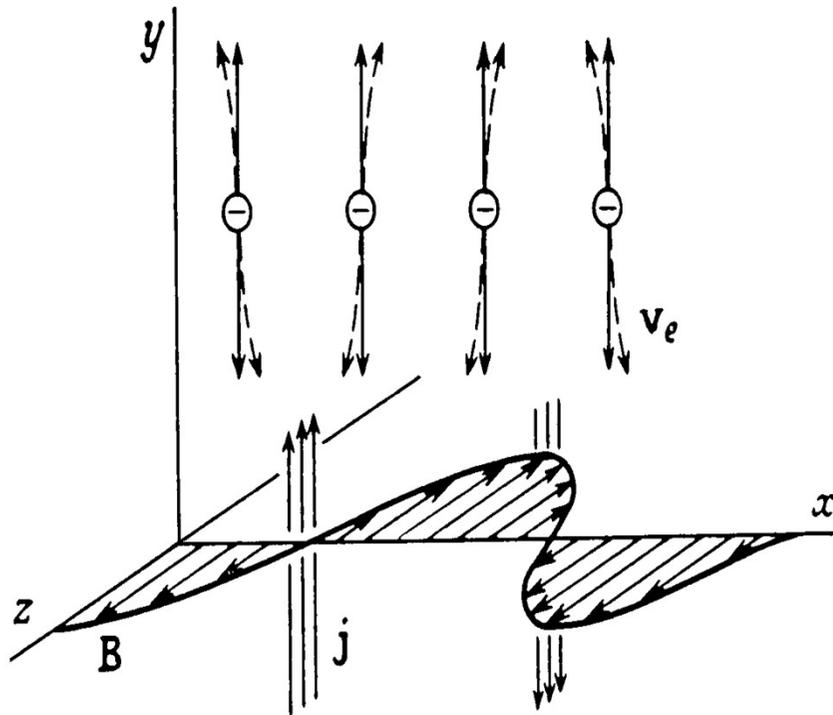
Primordial magnetic fields (PMF) can enhance baryon perturbations on scales below the photon mean free path. However, a magnetically driven baryon fluid becomes turbulent near recombination, thereby damping out baryon perturbations below the turbulence scale. In this Letter, we show that the initial growth in baryon perturbations gravitationally induces growth in the dark matter perturbations, which are unaffected by turbulence and eventually collapse to form  $10^{-11}$ – $10^3 M_{\odot}$  dark matter minihalos. If the magnetic fields purportedly detected in the blazar observations are PMFs generated after inflation and have a Batchelor spectrum, then such PMFs could potentially produce dark matter minihalos.

# Вейбелевская неустойчивость\*

$$\langle p_y^2 \rangle > \langle p_x^2 \rangle$$

$$\max(\text{Im } \omega) \sim \omega_p / \sqrt{\gamma_e}$$

Пример PIC-моделирования  
вейбелевской неустойчивости



Компонента плотности тока  $J_z$   
(ортогональна плоскости счета)

Электромагнитная аperiodическая ( $\omega = i\gamma$ ) неустойчивость однородной плазмы с анизотропным распределением частиц (электронов) по скоростям

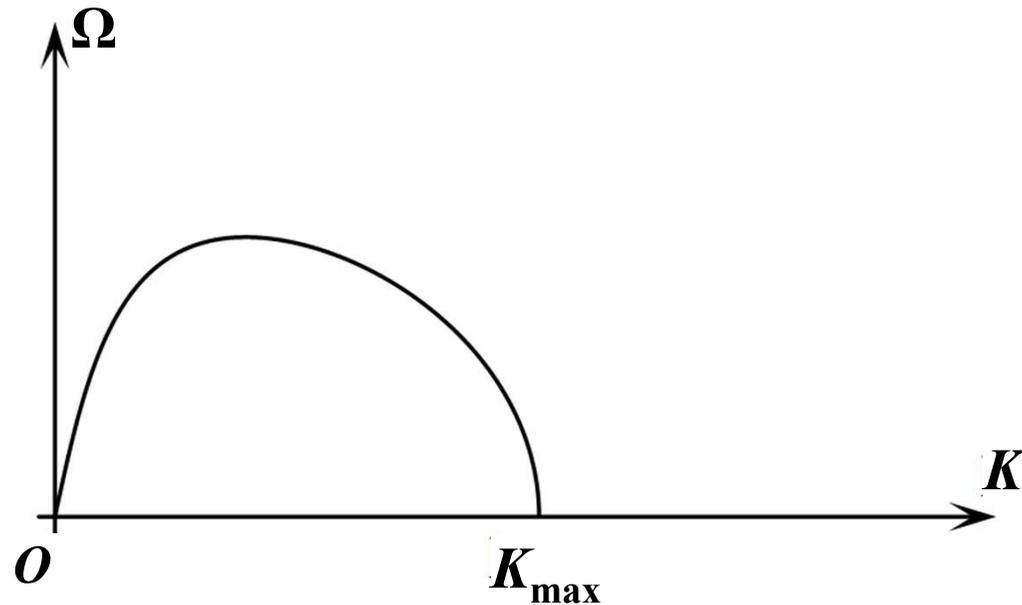
\* Weibel E. S. «Spontaneously Growing Transverse Waves in a Plasma Due to an Anisotropic Velocity Distribution». *Physical Review Letters* **2** (3), 83–84 (1959).

# Linear and nonlinear stages of the Weibel instability

$$\Omega = \text{Im} \omega / \omega_{pe}, \quad K = kc / \omega_{pe}$$

$$\Omega \approx K \frac{\beta_{\perp}^e}{\sqrt{\pi}} \frac{A_e + A_i m_e / m_i - K^2}{1 + A_e + m_e \beta_{\perp}^e (1 + A_i) / (m_i \beta_{\perp}^i)} \quad \text{— Weibel instability growth rate (linear theory).}$$

$$\Omega_{\max} = \Omega(K_{\text{opt}}) \quad K_{\text{opt}} = \frac{1}{\sqrt{3}} K_{\max} = \sqrt{\frac{A_e + m_e / m_i A_i}{3}}$$



Kocharovsky V.I.,  
 Kocharovsky V.V., Martyanov  
 V.Yu., Tarasov S.V.  
*Phys. Uspekhi* **59**, 1165 (2016).  
 See, e.g., V.Kocharovsky et al.  
*J. Plasma Phys.* 2022;  
*RQE* 2017, 2020;  
*JETP Lett.* 2017;  
*Plasma Phys. Rep.* 2020, 2022;  
*Geomag. Aeron.* 2022, 2023,  
 and references therein.

Typical dependence of the growth rate on the wave number  $K$

# Первичное магнитное поле **после** эпохи рекомбинации

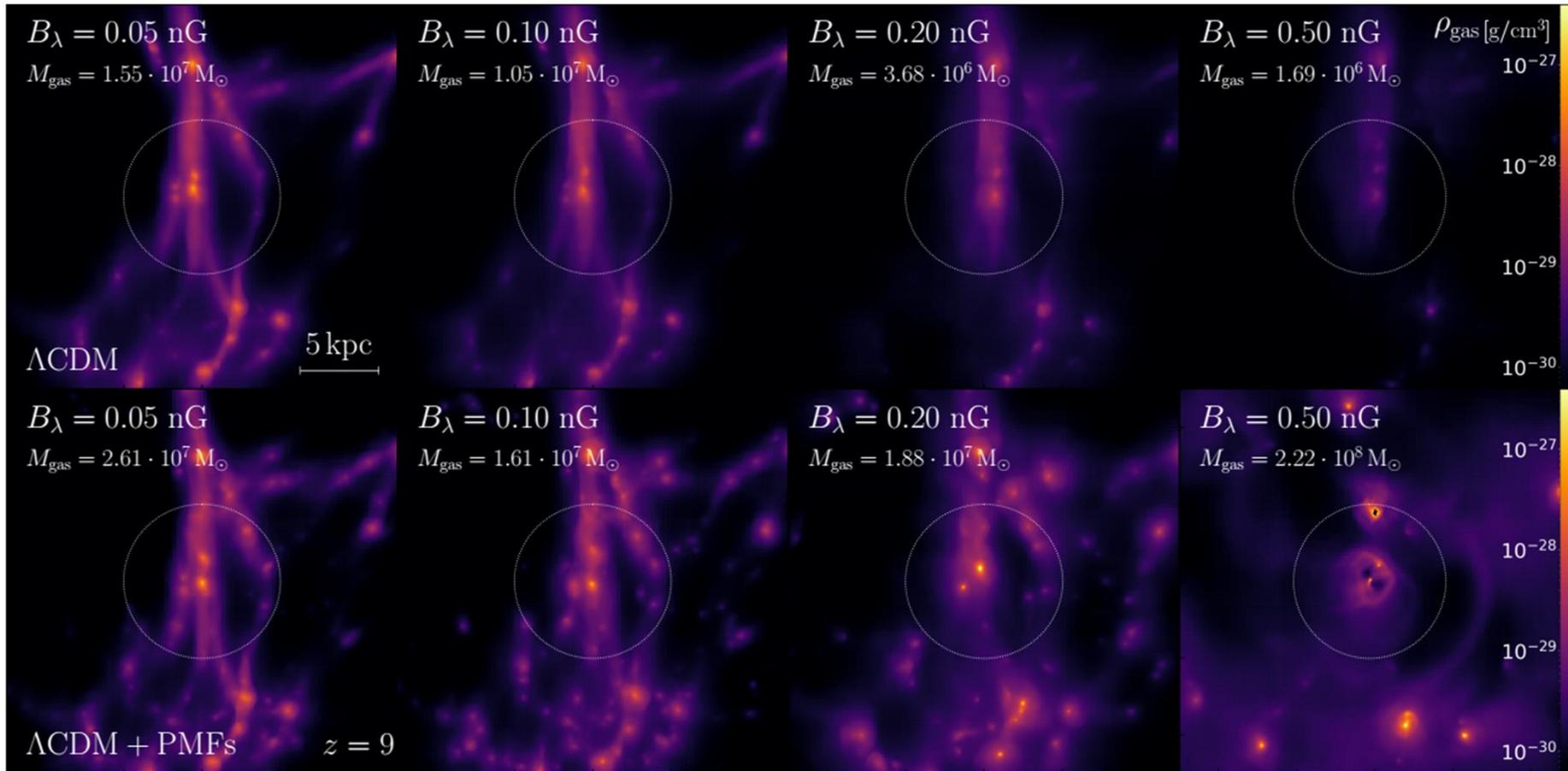


Fig. 2: Gas density projections of model galaxy h070. The strength of the magnetic field is increasing from  $B_\lambda = 0.05 \text{ nG}$  on the left to  $B_\lambda = 0.50 \text{ nG}$  at the rightmost panels. The upper and lower rows represent all the models generated without primordial magnetic fields ( $\Lambda\text{CDM}$ ), and with primordial magnetic fields ( $\Lambda\text{CDM} + \text{PMFs}$ ) matter power spectrum, respectively. Snapshots are taken at redshift  $z = 9$ . The white circle shows the galactic region, which is traced in all time steps. The evolution of various galaxy quantities, such as the gas content, is evaluated inside this region with radius  $\sim 1.5$  virial radius of the dark matter halo. Panels have physical sides and depth of 256 kpc. The included gas mass represents the average mass of gas in the galactic region over the first 2 Gyr.

Galaxies 7 (2019) 47

# From Primordial Seed Magnetic Fields to the Galactic Dynamo

Kandaswamy Subramanian 

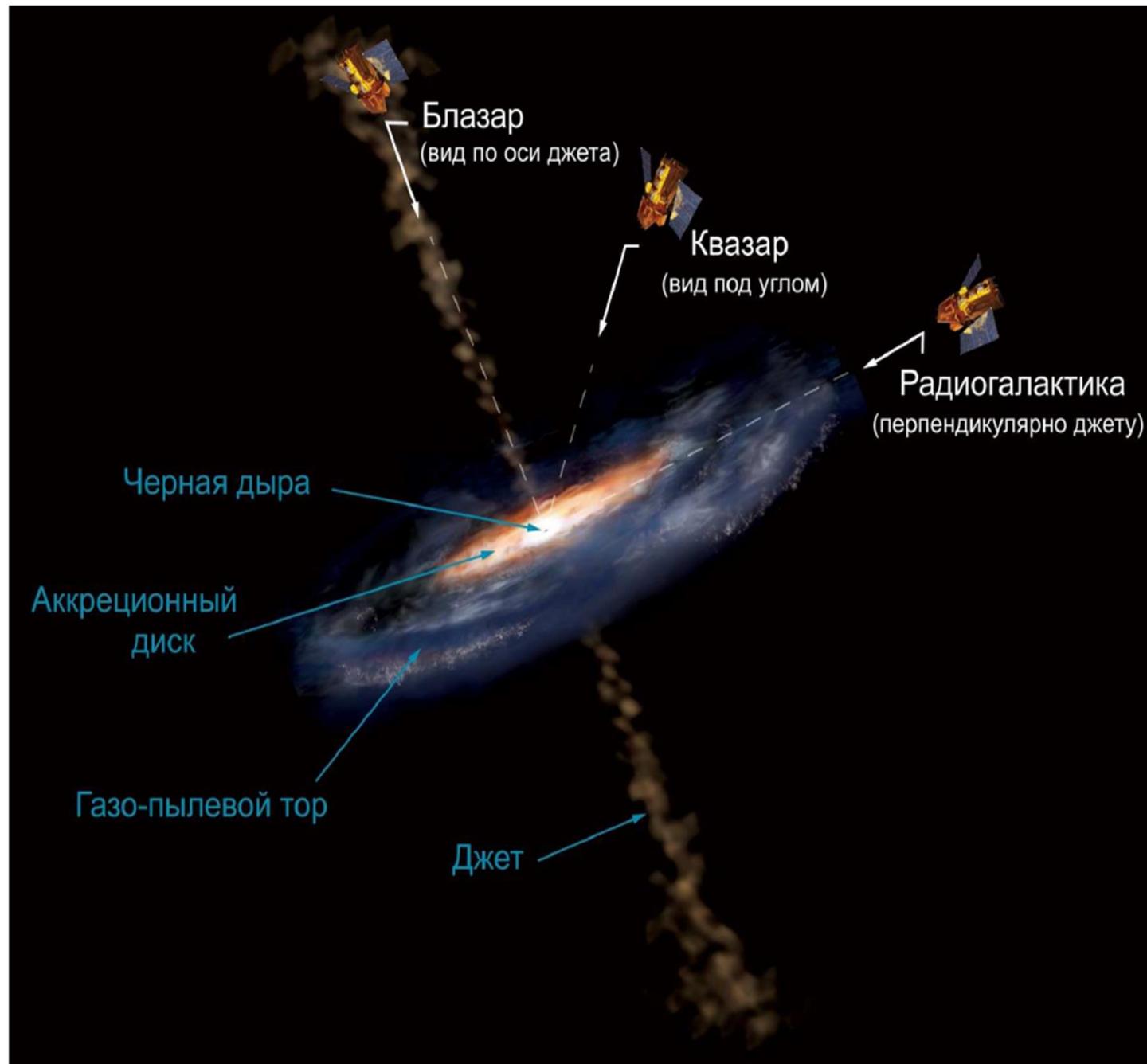
Inter University Centre for Astronomy and Astrophysics, Post Bag 4, Ganeshkhind, Pune 411007, India;  
kandu@iucaa.in

Received: 7 March 2019; Accepted: 9 April 2019; Published: 14 April 2019



**Abstract:** The origin and maintenance of coherent magnetic fields in the Universe is reviewed with an emphasis on the possible challenges that arise in their theoretical understanding. We begin with the interesting possibility that magnetic fields originated at some level from the early universe. This could be during inflation, the electroweak, or the quark-hadron phase transitions. These mechanisms can give rise to fields which could be strong, but often with much smaller coherence scales than galactic scales. Their subsequent turbulent decay decreases their strength but increases their coherence. We then turn to astrophysical batteries which can generate seed magnetic fields. Here the coherence scale can be large, but the field strength is generally very small. These seed fields need to be further amplified and maintained by a dynamo to explain observed magnetic fields in galaxies. Basic ideas behind both small and large-scale turbulent dynamos are outlined. The small-scale dynamo may help to understand the first magnetization of young galaxies, while the large-scale dynamo is important for the generation of fields with scales larger than the stirring scale, as observed in nearby disk galaxies. The current theoretical challenges that turbulent dynamos encounter and their possible resolution are discussed.

# Схематическое изображение активного ядра галактики



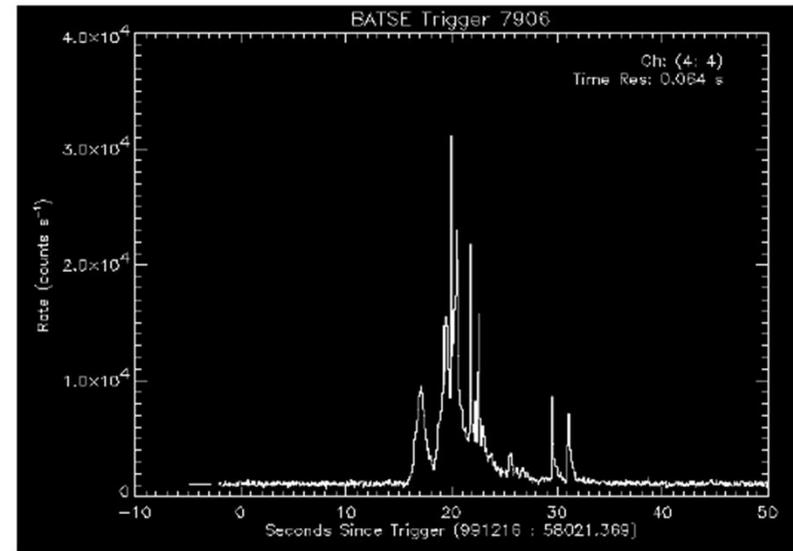
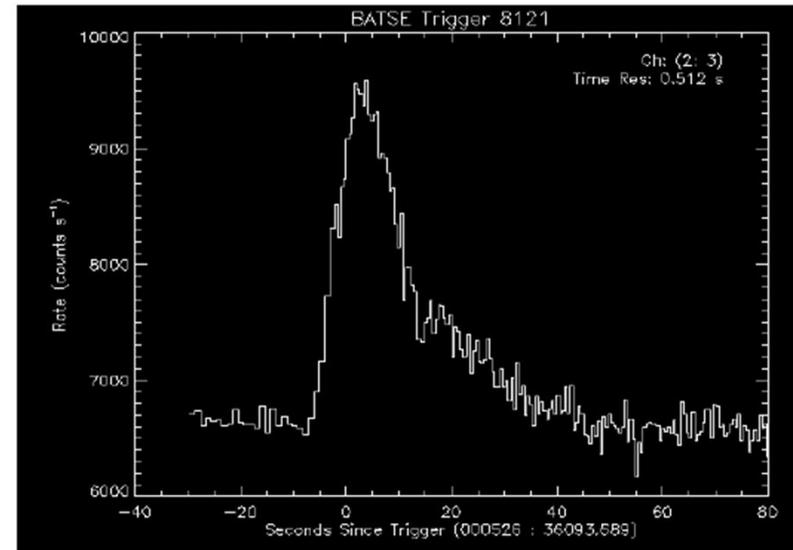
# Типичные параметры космических джетов

- Активные ядра галактик (блазары)  
 $\Gamma \sim 5-20$ ,  $V \sim 0.1 \text{ Гс}$ ,  $n \sim 10 \text{ см}^{-3}$ ,  $\gamma \sim 10^5$ ,  $L \sim 10^{16} \text{ см}$
- Микрокварзары (релятивистские)  
 $\Gamma \sim 3$ ,  $V \sim 10^6 \text{ Гс}$ ,  $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\gamma \sim 10^2$ ,  $L \sim 10^9 \text{ см}$
- Гамма-всплески (длинные)  
 $\Gamma \sim 300$ ,  $V \sim 10^6 \text{ Гс}$ ,  $n \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\gamma \sim 10^3$ ,  $L \sim 10^{14} \text{ см}$

## Гамма-всплески

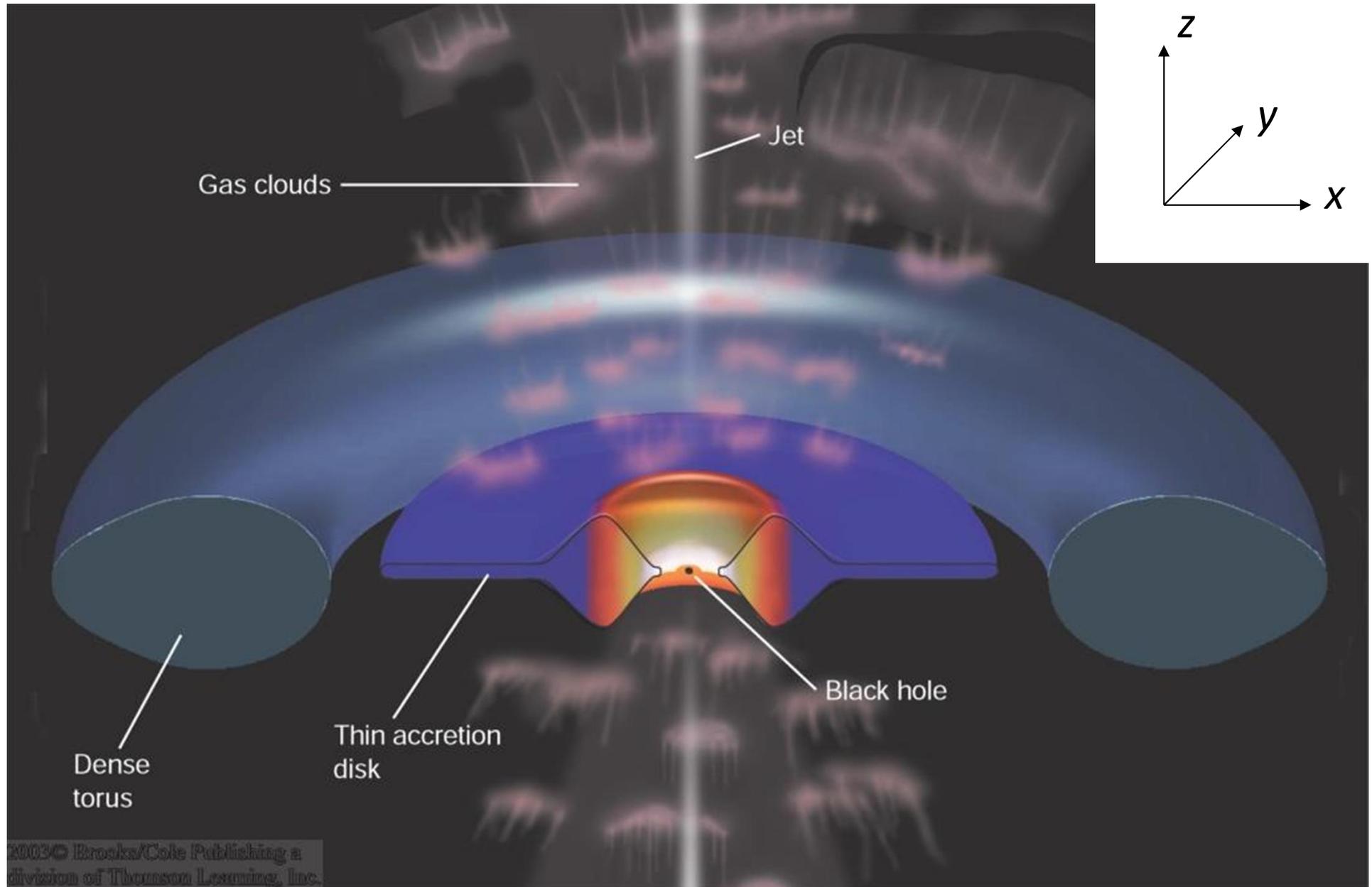
- Частота появления: ок. 1000 в год (изотропны на небесной сфере)
- Длительность: 0,1 – 100 секунд
- Расстояние: несколько гигапарсек
- Энерговыведение:  $10^{51} - 10^{54}$  эрг
- Максимум в спектре в области 100 кэВ

Из условия прозрачности по  
двухфотонному рождению  
электрон-позитронных пар:  
лоренц-фактор течения  $\Gamma > 100$

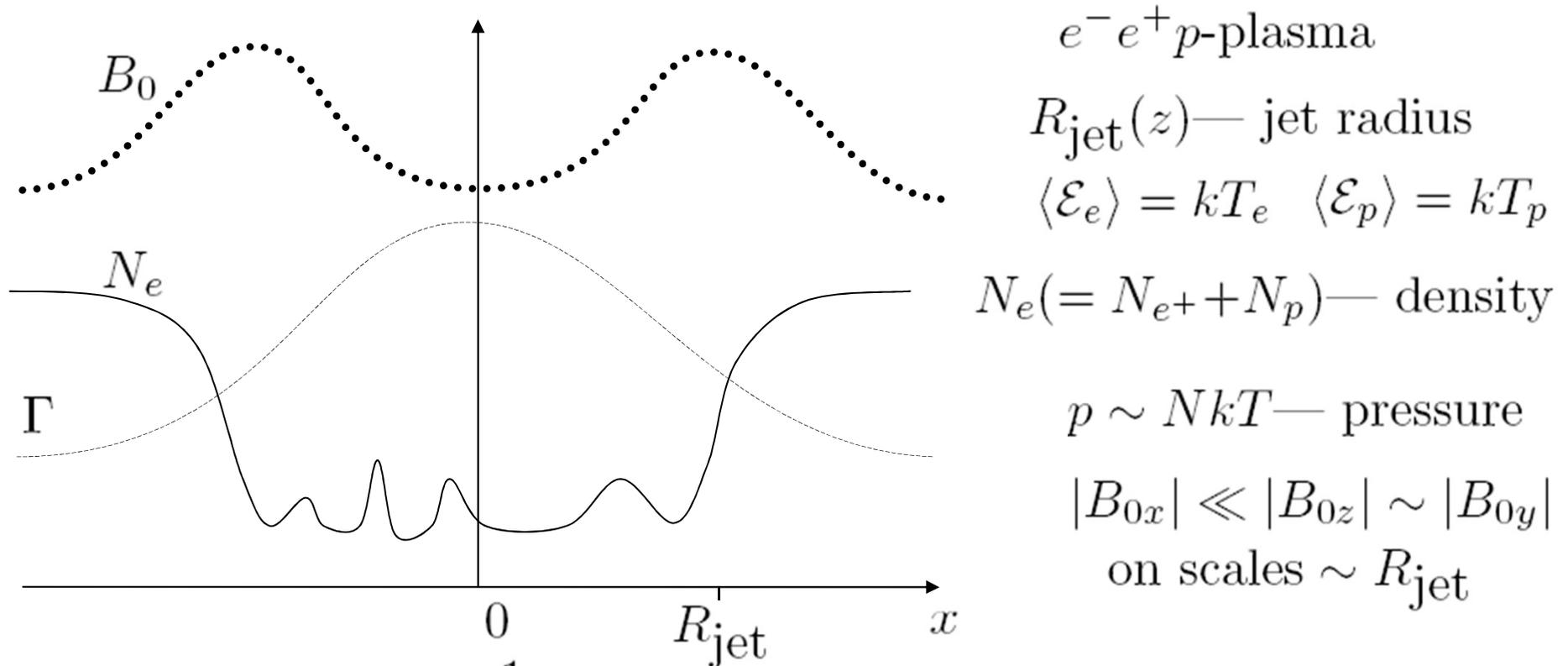


Кривые блеска для двух гамма-всплесков  
(по данным BATSE)

What is the role of low-frequency electromagnetic waves in jets?  
**Astrophysical jets as self-consistent ponderomotive plasma channels**



# Plasma stratification in Poynting-dominated jets: MHD vs. EM modes



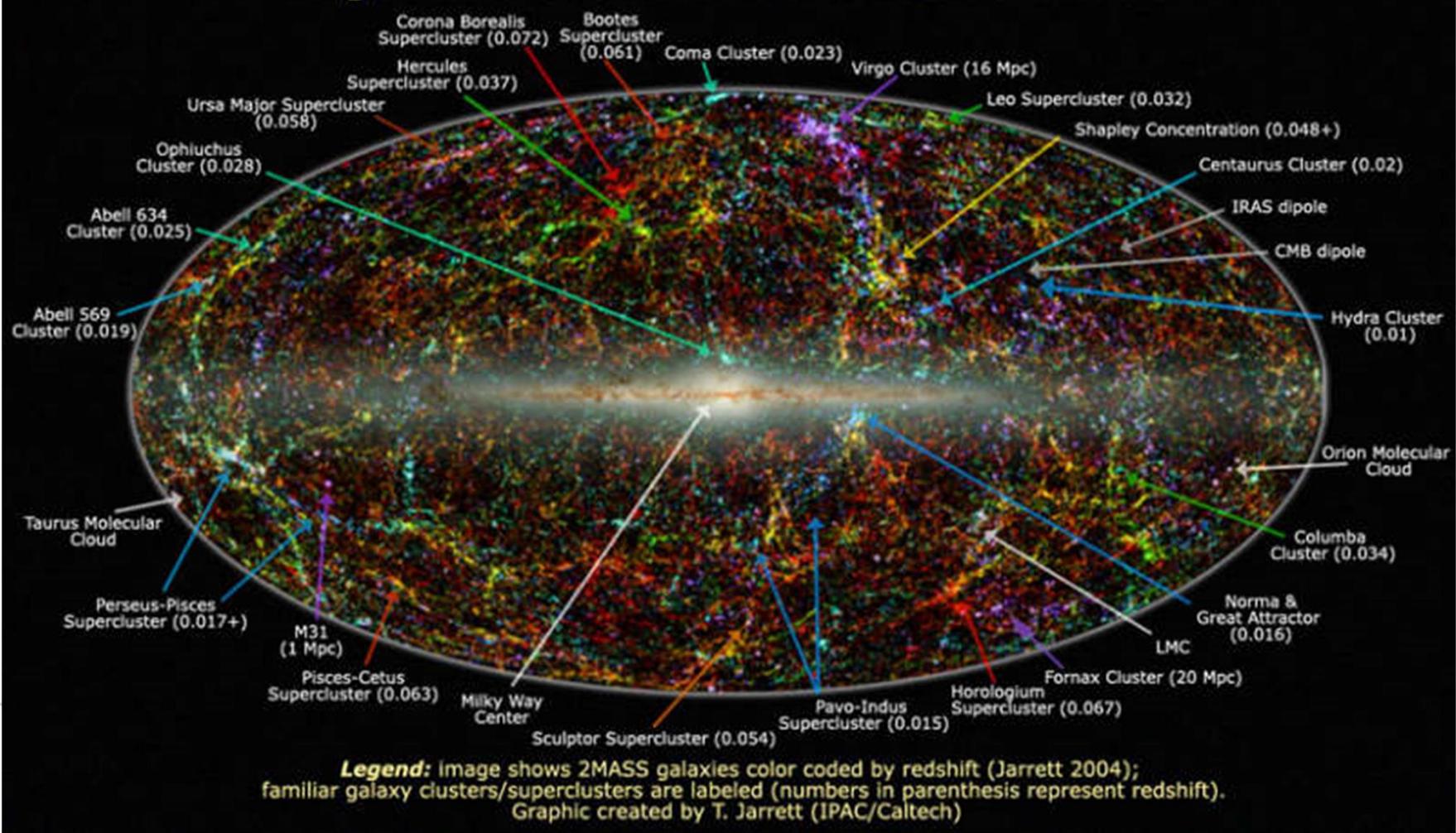
$$V_e \approx V_p \Rightarrow \Gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} \text{ — bulk Lorentz factor}$$

$$\text{Energy density: } (1/8\pi) \int (E_\omega^2 + B_\omega^2) d\omega \gtrsim \Gamma \mathcal{E}_{pl} + B_0^2/8\pi$$

$$\text{Poynting flux: } \frac{c[\mathbf{E}, \mathbf{B}]_z}{4\pi} = S_z = S_{\text{MHD}} + S_{\text{EM}}$$

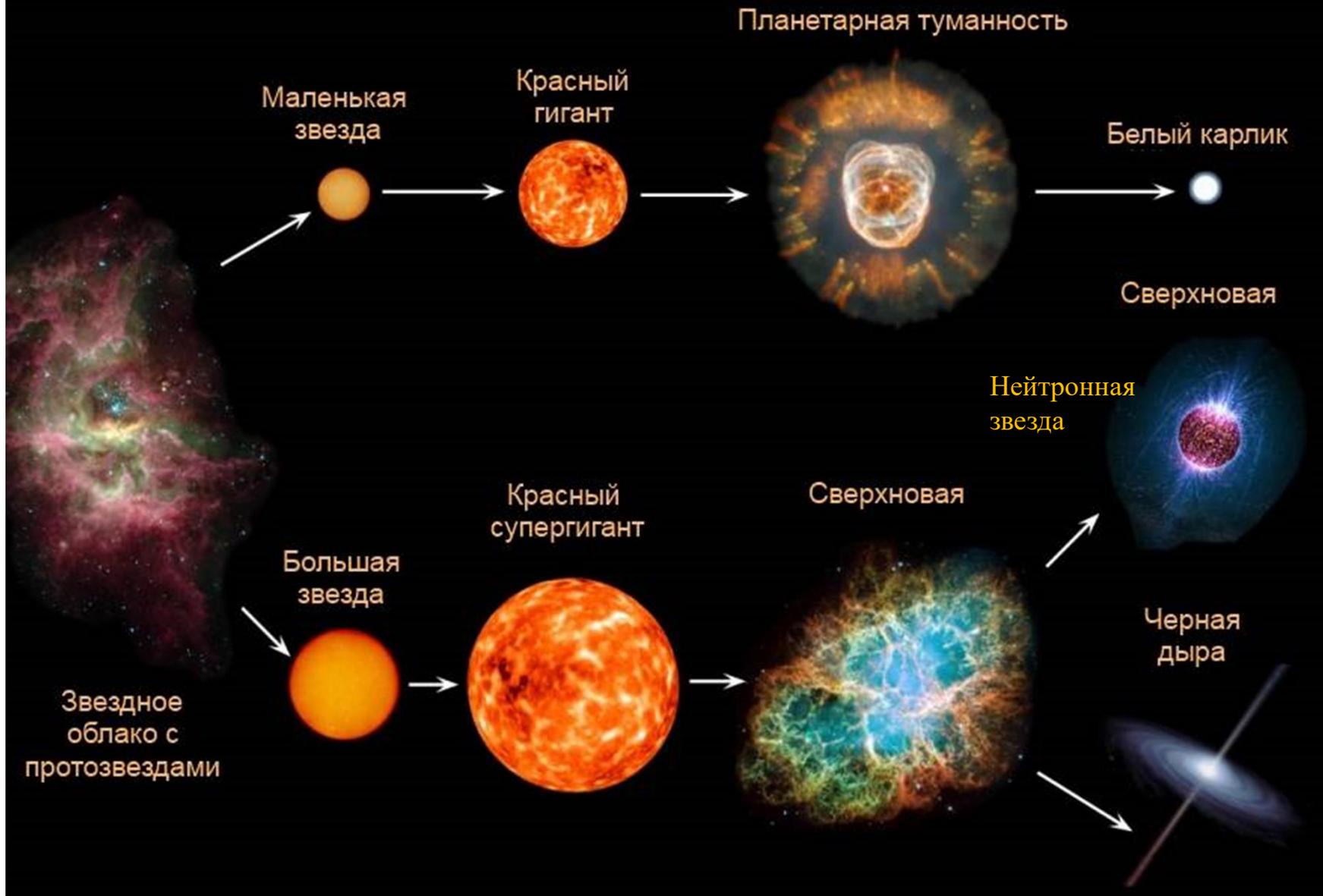
(cf., e.g., R. Blandford, M. Lyutikov, 2003)

# Large Scale Structure in the Local Universe



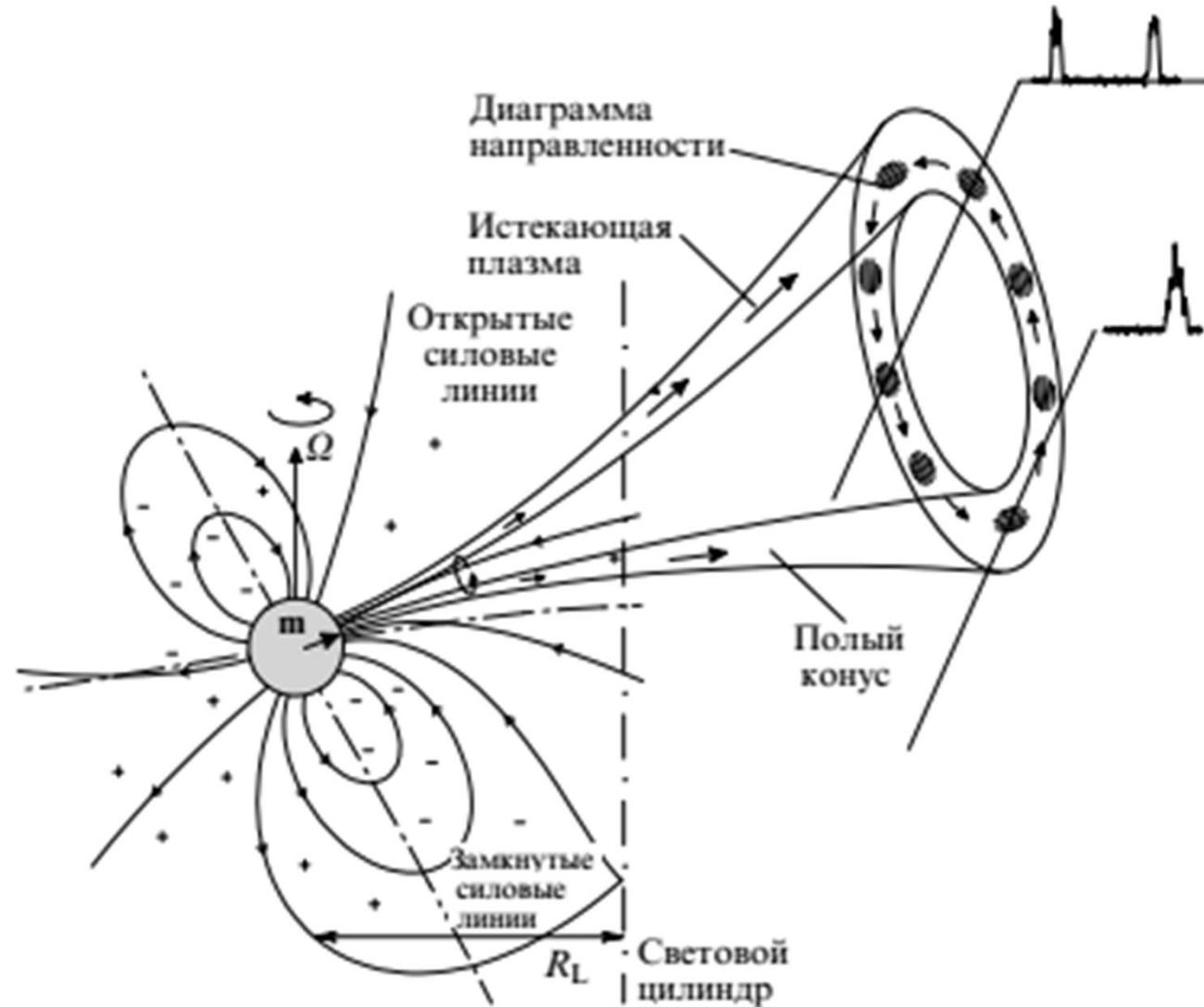
Как выглядит находящаяся вблизи нас часть Вселенной? На этой картинке изображены более полутора миллионов ярчайших звезд и галактик в ближайшей Вселенной, зарегистрированные Обзором всего неба на длине волны два микрона (Two Micron All Sky Survey - 2MASS) в инфракрасном диапазоне. В результате получился этот удивительный узор из звезд и галактик, помогающий установить ограничения на возможные теории формирования и эволюции Вселенной. В центре расположены звезды, находящиеся в плоскости нашей Галактики Млечный Путь. За пределами галактической плоскости большинство точек - это галактики, причем цвет точек указывает на расстояние: синими точками показаны ближайшие галактики из обзора 2MASS, а красными точками отмечены самые далекие галактики, красное смещение которых близко к 0.1. На картинке подписаны названия некоторых структур. Многие галактики связаны гравитационными силами и образуют скопления, которые более слабо связаны в сверхскопления.

# Эволюция звезды



# Магнитосферы нейтронных звезд

См., например, обзор  
Бескин В.С. УФН  
**188** (2018) 379; о  
возможности  
разделения областей  
происхождения  
различных  
компонент излучения  
по их фарадеевскому  
вращению см.  
Kocharovsky V.V. et  
al. Astronomy Letters  
**50** (2024) 120.



**Рис. 1.** Основные элементы магнитосферы пульсара и геометрическая модель "полого конуса". Падение потенциала вблизи магнитных полюсов приводит к дополнительному вращению истекающей плазмы вокруг магнитной оси. Здесь и далее плюсы и минусы показывают знак плотности заряда.

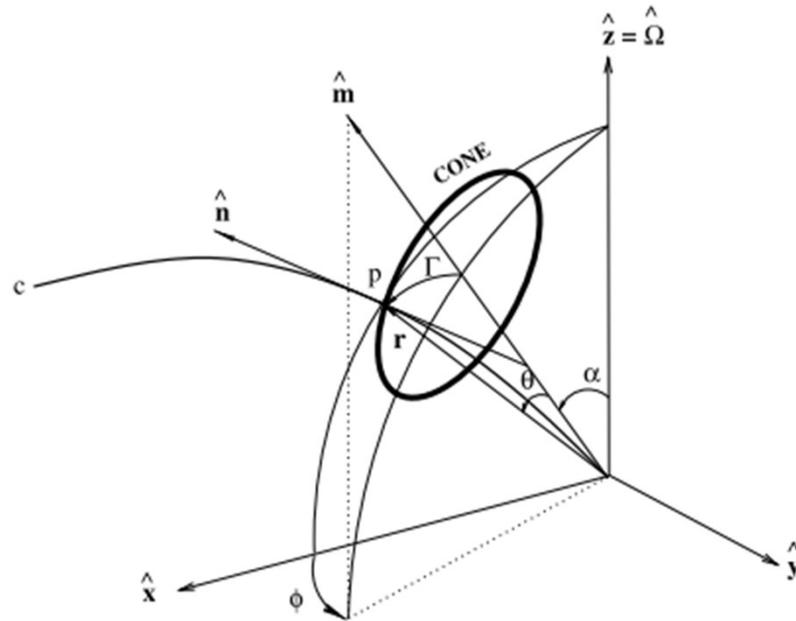
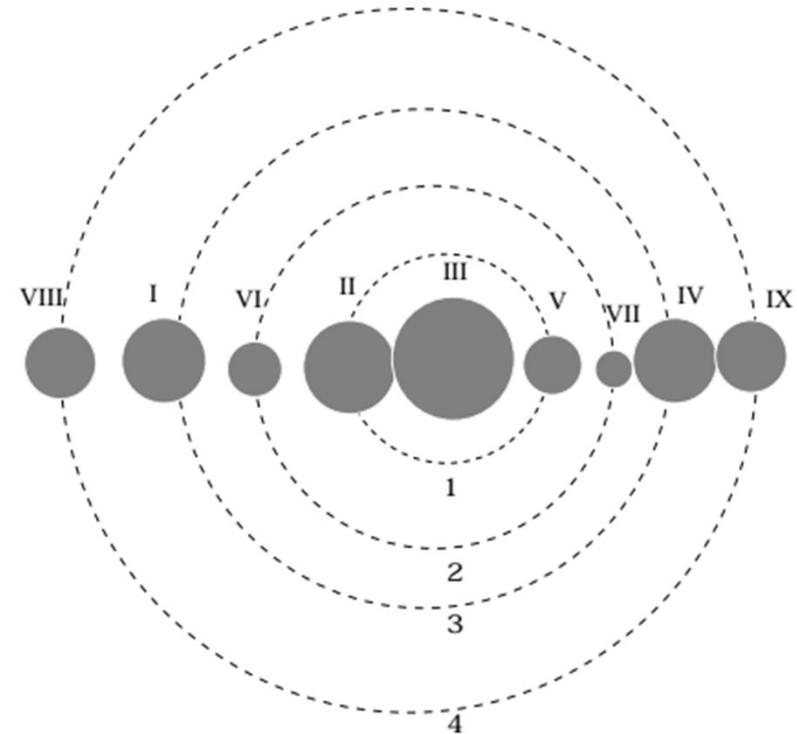


FIG. 5.—Emission geometry, where  $\hat{n}$  is tangent to the dipolar field line  $c$  and directed toward the observer's line of sight,  $r$  is the position vector of emission point  $p$ ,  $\hat{m}$  is the magnetic axis, and  $\phi$  is the pulse phase.



Мера вращения  $RM$  – это величина, определяющая угол (в  $rad$ ) фарадеевского поворота плоскости поляризации линейно поляризованного излучения при его прохождении через магнитоактивную плазму и пропорциональная квадрату длины волны излучения (в м):

$$\psi = \lambda^2 RM, \quad RM = \frac{e^2}{2\pi(m_e c)^2} \int_0^L N_e B_{||} dl = 0,81 N_e \bar{B}_{||} L \quad ; \lambda \approx 2.7 \text{ м};$$

черта сверху обозначает среднее значение,  $dl$  - элемент длины вдоль луча зрения,  $L$  - расстояние до источника излучения,  $N_e$  - концентрация электронов,  $B_{||}$  - компонента магнитного поля вдоль луча зрения ( $B_{||}$  - в мкГс,  $N_e$  - в  $cm^{-3}$ ,  $L$  - в пк,  $RM$  - в  $rad/m^2$ ).

# Электромагнитные волны в системе «намагниченный вакуум + разреженная плазма»

$$n_j^2 = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - u \sin^2 \alpha \mp \sqrt{u^2 \sin^4 \alpha + 4u(1-v)^2 \cos^2 \alpha}}$$

$$v = \frac{\omega_L^2}{\omega^2}, \quad u = \frac{\omega_B^2}{\omega^2}, \quad B_{cr} = m_e^2 c^3 / \hbar e \simeq 4.4 \cdot 10^{13} \text{ Гс}$$

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} (1 - 2a) + 7a \frac{B_\alpha B_\beta}{B_0^2}$$

$$\mu_{\alpha\beta}^{-1} = \delta_{\alpha\beta} (1 - 2a) - 4a \frac{B_\alpha B_\beta}{B_0^2}$$

$$a = \frac{1}{45\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{B_0^2}{B_{cr}^2} \simeq 5.16 \cdot 10^{-5} B_0^2 B_{cr}^{-2} \ll 1$$

$$n_1 = 1 + \frac{7}{2} a \sin^2 \alpha, \quad n_2 = 1 + 2a \sin^2 \alpha$$

$$\frac{\omega_L^2}{\omega^2 \beta_T} \ll \frac{1}{45\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{B_0^2}{B_{cr}^2}, \quad \frac{\omega_L^2}{\omega^2} \frac{\omega_B^2}{|\omega^2 - \omega_B^2|} \ll \frac{1}{15\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{B_0^2}{B_{cr}^2}$$

$$N \ll 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ (для } \beta_T \simeq 0.15 \text{ и частоты } \omega \sim 1.5 \cdot 10^{18} \text{ с}^{-1}, \beta_T^2 = v_T^2/c^2 \ll 1)$$

# Emission mechanisms of pulsars (neutron stars)

## Annual Review of Astronomy and Astrophysics Pulsar Magnetospheres and Their Radiation

A. Philippov<sup>1,2</sup> and M. Kramer<sup>3</sup>

2022. 60:495–558

- The observed high-energy radiation is likely produced in the magnetospheric current sheet beyond the light cylinder.
- There are at least two different radio emission mechanisms. One operates in the inner magnetosphere, whereas the other one works near the light cylinder and is specific to pulsars with the high magnetic field strength in that region.
- Radio emission from the inner magnetosphere is intrinsically connected to the process of pair production, and its observed properties contain the imprint of both the geometry and propagation effects through the magnetospheric plasma.

**Millisecond pulsar:** recycled old pulsar spun up by mass transfer from a binary companion to rotational periods of typically a few milliseconds

**Magnetar:** neutron star mostly visible during high-energy outbursts powered by extremely large magnetic fields

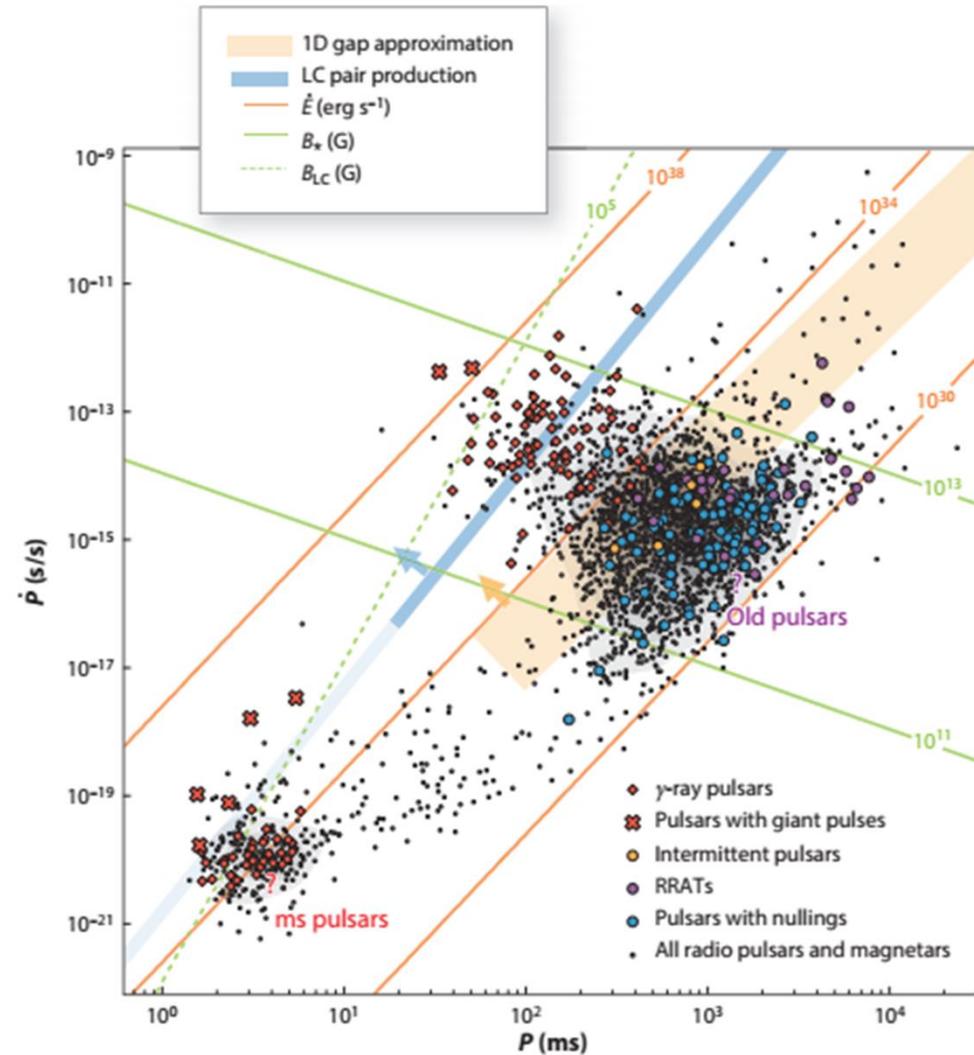


Figure 17

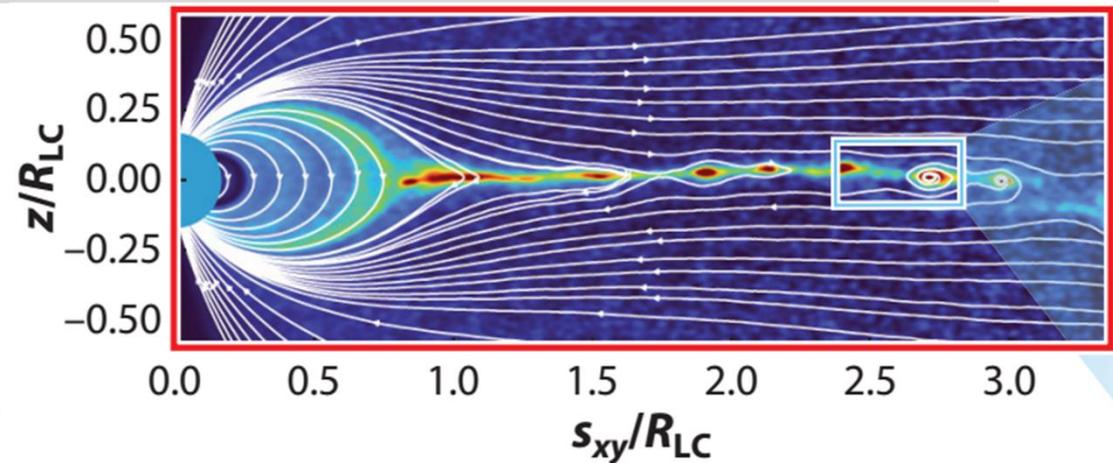
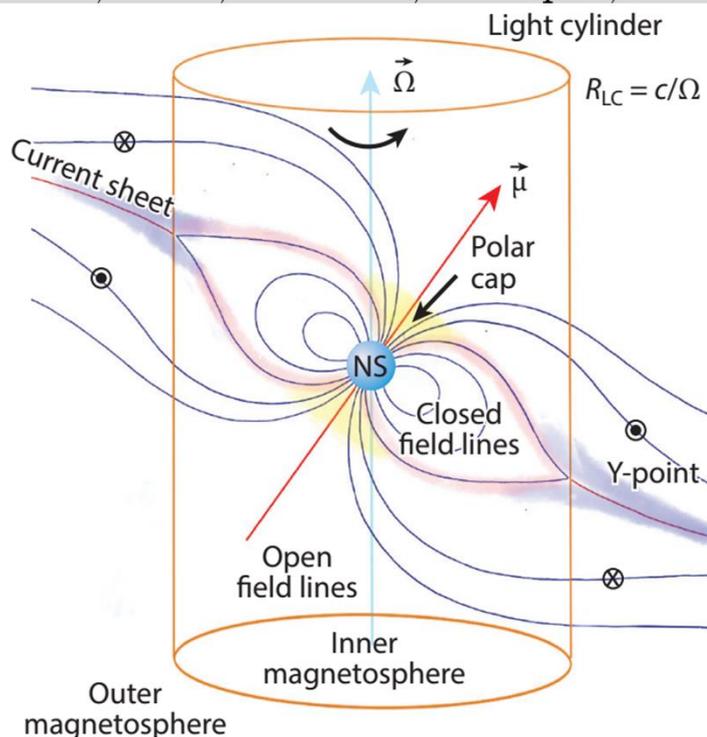
$P-\dot{P}$  diagram of the observed neutron stars. Specific populations are shown with different symbols. Green solid lines show the values of the surface field,  $B_* = 10^{11}$  G and  $B_* = 10^{13}$  G, which bound the region where the theory of polar discharge summarized in Section 4.5 is applicable. Green dashed line represents the condition  $B_{LC} = 10^5$  G, which bounds the population of pulsars observed to emit giant radio pulses. Discharge in nonrecycled pulsars above the orange stripe, given by the condition  $0.5R_{pc} < l_{gap} < R_{pc}$ , can be described using the 1D approximation. We note that all intermittent pulsars, pulsars showing nulling behavior and RRATs, except one source, nulling pulsar B1822-14, are located below the line  $l_{gap} = 0.5R_{pc}$ . Pulsars above the blue line produce pair multiplicities in the excess of  $10^4$  in their current sheets. Abbreviations: LC, light curve; RRAT, rotating radio transient.

# Магнитное поле внутри и вне нейтронных звезд

Сверхтекучесть нейтронов, сверхпроводимость протонов и остывание нейтронных звезд за счет излучения нейтрино из коры и ядра и фотонов с поверхности: Штернин П.С., Яковлев Д.Г. УФН 2012

**Состав магнитосферы нейтронных звезд:** 1) электрон-позитронные пары из-за пробоя вакуума; 2) испарение электронов и протонов с поверхности под действием индукционного электрического поля и облучения жесткими фотонами или ускоренными электронами (позитронами); 3) аккреция окружающей плазмы или ее затекание через касп или хвост магнитосферы, в том числе в результате неустойчивости токовых слоев и пересоединения силовых линий магнитного поля.

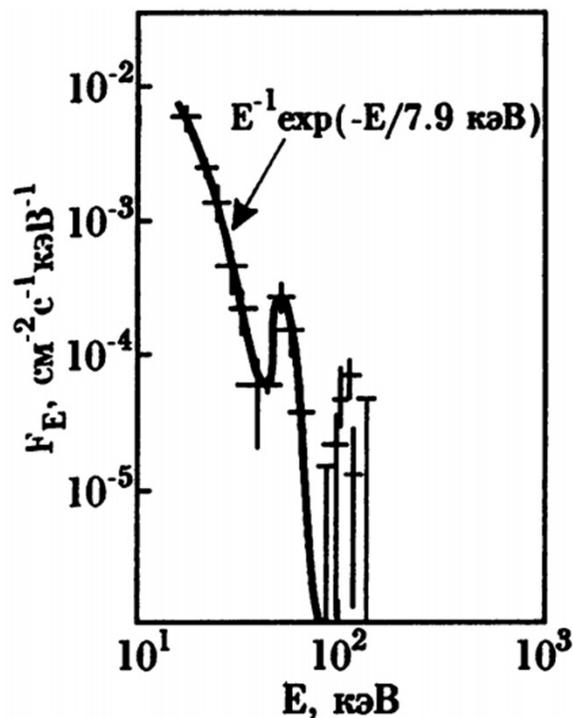
А. Ю. Потехин, Атмосферы и излучающие поверхности нейтронных звёзд, УФН, 2014, том 184, номер 8, 793–832



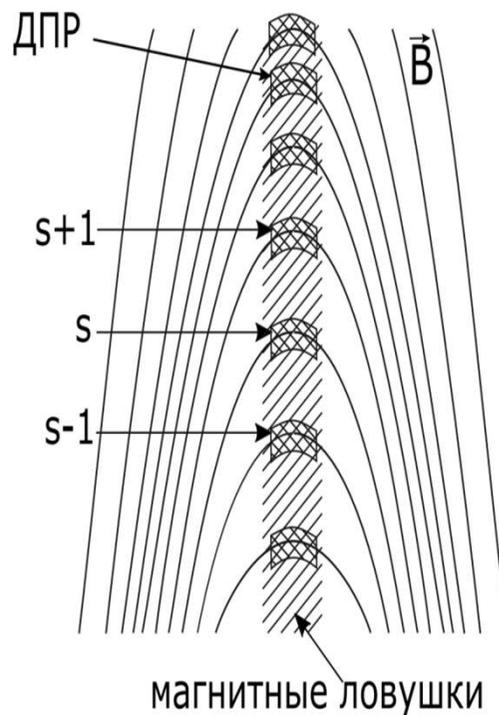
A. Philippov, M.Kramer

Annu. Rev. Astron. Astrophys. 2022. 60:495–558

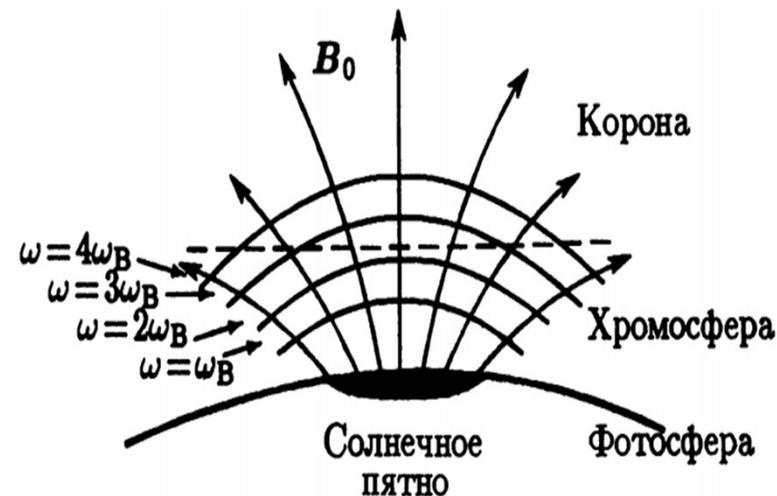
# Механизмы генерации и эффекты распространения излучения в магнитоактивной плазме



Интерпретация циклотронных линий излучения рентгеновских пульсаров (пример Her X-1).



Двойной плазменный резонанс в источнике микроволнового излучения (заштриховано) с квазигармонической структурой динамического спектра возможен в магнитосфере планет (Юпитер), активных звёзд (Солнце) и нейтронных звёзд (радиопульсар).



Гирорезонансные уровни в излучающей плазме над магнитным пятном.

# Spectral redistribution of gyroresonant photons in magnetized atmospheres of isolated compact stars

M. Garasyov<sup>1</sup>, E. Derishev<sup>1</sup>, V. Kocharovsky<sup>1,2</sup>, and Vl. Kocharovsky<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute of Applied Physics (IAP RAS), 46 Ulyanov st, 603950 Nizhny Novgorod, Russia  
e-mail: garasyov@mail.ru; [derishev;kochar]@appl.sci-nnov.ru

<sup>2</sup> Physics & Astronomy Department, Texas A&M University, College Station, TX 77843-4242, USA  
e-mail: vkochar@physics.tamu.edu

Received 12 May 2011 / Accepted 1 June 2011

## ABSTRACT

*Aims.* We analyze the spectral redistribution of gyroresonant photons in the course of radiation transfer through magnetized plasma atmospheres of isolated compact stars.

*Methods.* We use analytical estimate and Monte Carlo simulations to prove that this redistribution crucially influences the spectral line formation for atmospheric parameters typical of neutron stars and white dwarfs.

*Results.* We point out the importance of the frequency redistribution of the gyroresonant photons to the process of radiation transfer and analyze its main effects in atmospheres of isolated compact stars with strong magnetic fields, where multiple scattering dominates over the absorption of photons. We estimate analytically and numerically the rate of this redistribution and show that photons' escape from the line center, which in this case is one-dimensional (1D) in origin, is a very pronounced effect despite being strongly inhibited with respect to three-dimensional (3D) photon redistribution, which takes place in the case of atomic or ion spectral lines. The escape of photons from the cyclotron line greatly affects both the line's profile and the characteristic optical depth, from where the outgoing radiation originates. Through this, the spectral redistribution of gyroresonant photons changes the radiation pressure on the atmospheric plasma, what makes it one of the key phenomena need to be included in studies of cyclotron-driven winds.

# Cyclotron line formation in the magnetized atmospheres of compact stars – I. The transfer equations for polarized radiation

M. A. Garasev,<sup>1,2★</sup> E. V. Derishev,<sup>1</sup> Vl. V. Kocharovsky<sup>1</sup> and V. V. Kocharovsky<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Applied Physics, 46 Ulyanova Str., 603950 Nizhny Novgorod, Russia*

<sup>2</sup>*Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 23 Gagarin Avenue, 603950 Nizhny Novgorod, Russia*

<sup>3</sup>*Department of Physics and Astronomy, Texas A&M University, College Station, TX 77843-4242, USA*

Accepted 2016 March 23. Received 2016 March 22; in original form 2015 July 10

## ABSTRACT

We find the forms of the transfer equations for polarized cyclotron radiation in the atmospheres of compact stars, which are simple enough to allow practical implementation and still preserve all important physical effects. We take into account a frequency redistribution of radiation within the cyclotron line as well as the relativistic and quantum-electrodynamic effects. Our analysis is valid for the magnetic fields up to  $10^{13}$  G and for temperatures well below 500 keV. We present and compare two forms of the radiation transfer equations. The first form, for the intensities of ordinary and extraordinary modes, is applicable for the compact stars with a moderate magnetic field strength up to  $10^{11}$  G for typical neutron star and up to  $10^9$  G for magnetic white dwarfs. The second form, for the Stokes parameters, is more complex, but applicable even if a linear mode coupling takes place somewhere in the scattering-dominated atmosphere. Analysing dispersion properties of a magnetized plasma in the latter case, we describe a range of parameters where the linear mode coupling is possible and essential.

# Магнитосферы белых карликов и активных звезд

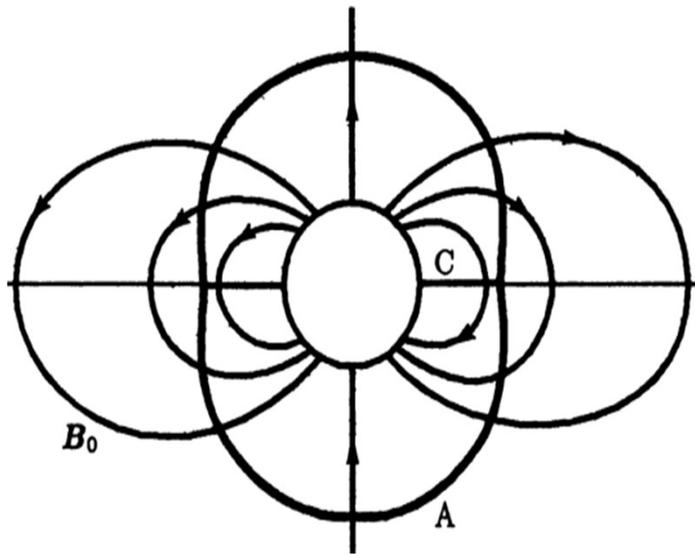


Рис. 2. Радиационный диск – плазменное образование вокруг магнитного белого карлика, поддерживаемое радиационным давлением.

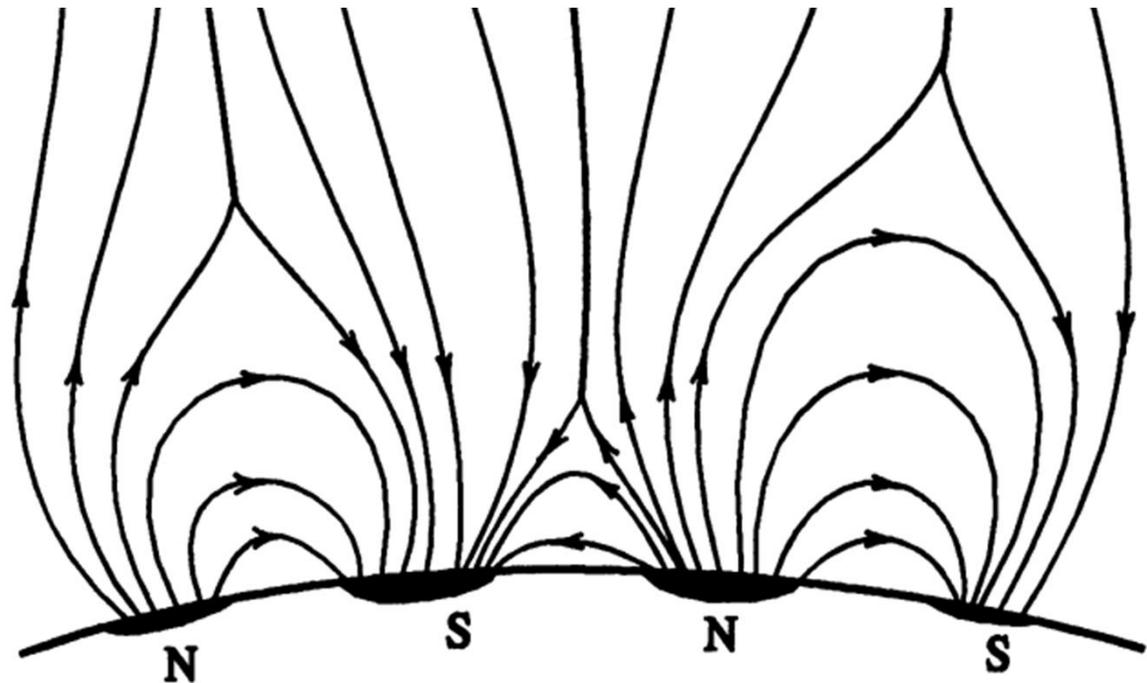


Рис. 3. Силовые линии магнитного поля над биполярными группами солнечных пятен (схематически). Жирными линиями отмечены пересечения нейтральных поверхностей с плоскостью чертежа

## Магнитные белые карлики: работает ли динамо при старении?

В рамках обзора Zwicky Transient Facility в 2021 г. был обнаружен самый маленький и наиболее массивный из всех известных белых карликов. Объект, получивший обозначение ZTF J1901+1458, находится на расстоянии 130 свет. лет от Земли, имеет период вращения 7 минут, радиус около 4 тыс. км и массу в 1.35 раза превосходящую солнечную (предел Чандрасекара 1.4 массы Солнца).

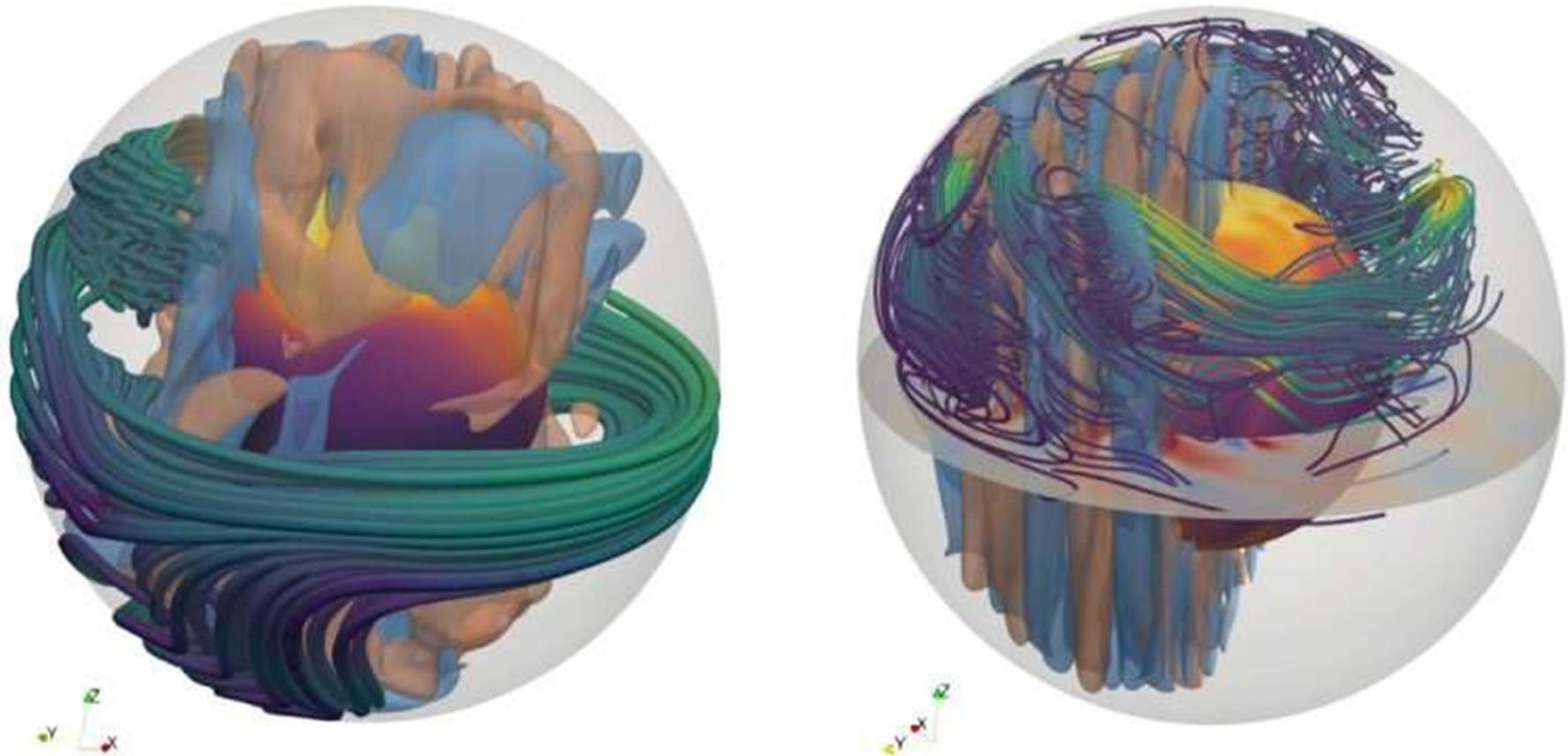
Предполагают, что ZTF J1901+1458 имеет столь большую массу благодаря слияния двух белых карликов. На это указывают и его экстремально сильное магнитное поле  $\sim 10^9$  Гс (в миллиард раз сильнее солнечного), а также скорость вращения – он делает один оборот вокруг своей оси всего за 7 минут.

В будущем он может сколлапсировать в нейтронную звезду: в процессе аккреции масса карлика немного нарастет, перейдет предел Чандрасекара - в его ядре электроны будут захватываются протонами с образованием нейтронов и давление вырожденных электронов не сможет противостоять гравитации.

Caiazzo, I. et al, A highly magnetized and rapidly rotating white dwarf as small as the Moon, *Nature* (2021). (Это кислородный карлик; существуют также углеродные с массой 0.5 – 1.2 и гелиевые с массой 0.1 – 0.5 масс Солнца.)

Самый быстро вращающийся известный карлик имеет период 25 сек.

# Моделирование механизма динамо как усилителя магнитного поля в процессе превращения магнитной звезды в нейтронную звезду (миллисекундный магнитар)



Максимальное измеренное поле 43 кГс Вольф-Райе звезды в двойной системе HD 45166. Raynaud R. et al. Magnetar formation through a convective dynamo in protoneutron stars, *Science Advances* (2020). [DOI: 10.1126/sciadv.aay2732](https://doi.org/10.1126/sciadv.aay2732) ; Shenar T. et al. *Science* **381** (2023) 761

# Слияние двух нейтронных звезд – магнитар – черная дыра

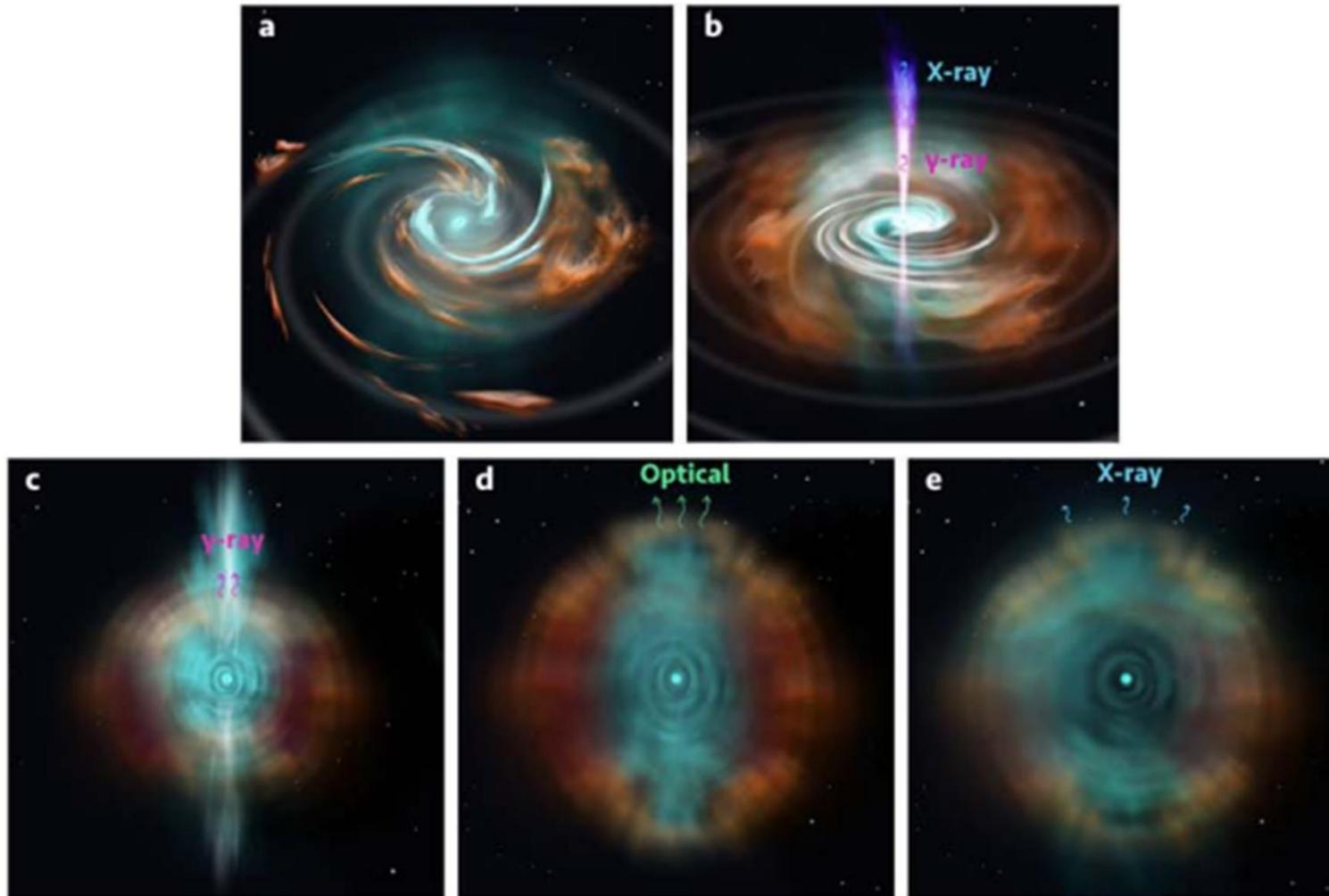
## A Short Gamma-Ray Burst from a Protomagnetar Remnant

N. Jordana-Mitjans<sup>1</sup> , C. G. Mundell<sup>1</sup> , C. Guidorzi<sup>2,3,4</sup> , R. J. Smith<sup>5</sup> , E. Ramírez-Ruiz<sup>6,7</sup> , B. D. Metzger<sup>8,9</sup> , S. Kobayashi<sup>5</sup> , A. Gomboc<sup>10</sup> , I. A. Steele<sup>5</sup> , M. Shrestha<sup>5</sup> , M. Marongiu<sup>11</sup> , A. Rossi<sup>12</sup> , and B. Rothberg<sup>13,14</sup> 

Astrophysical Journal 939 (2022) 106.  $P = 4$  ms,  $B \sim 6 \cdot 10^{15}$  G,  $E \sim 10^{52}$  erg,  $t = 0.3$  s,  $R = 3$  Gpc

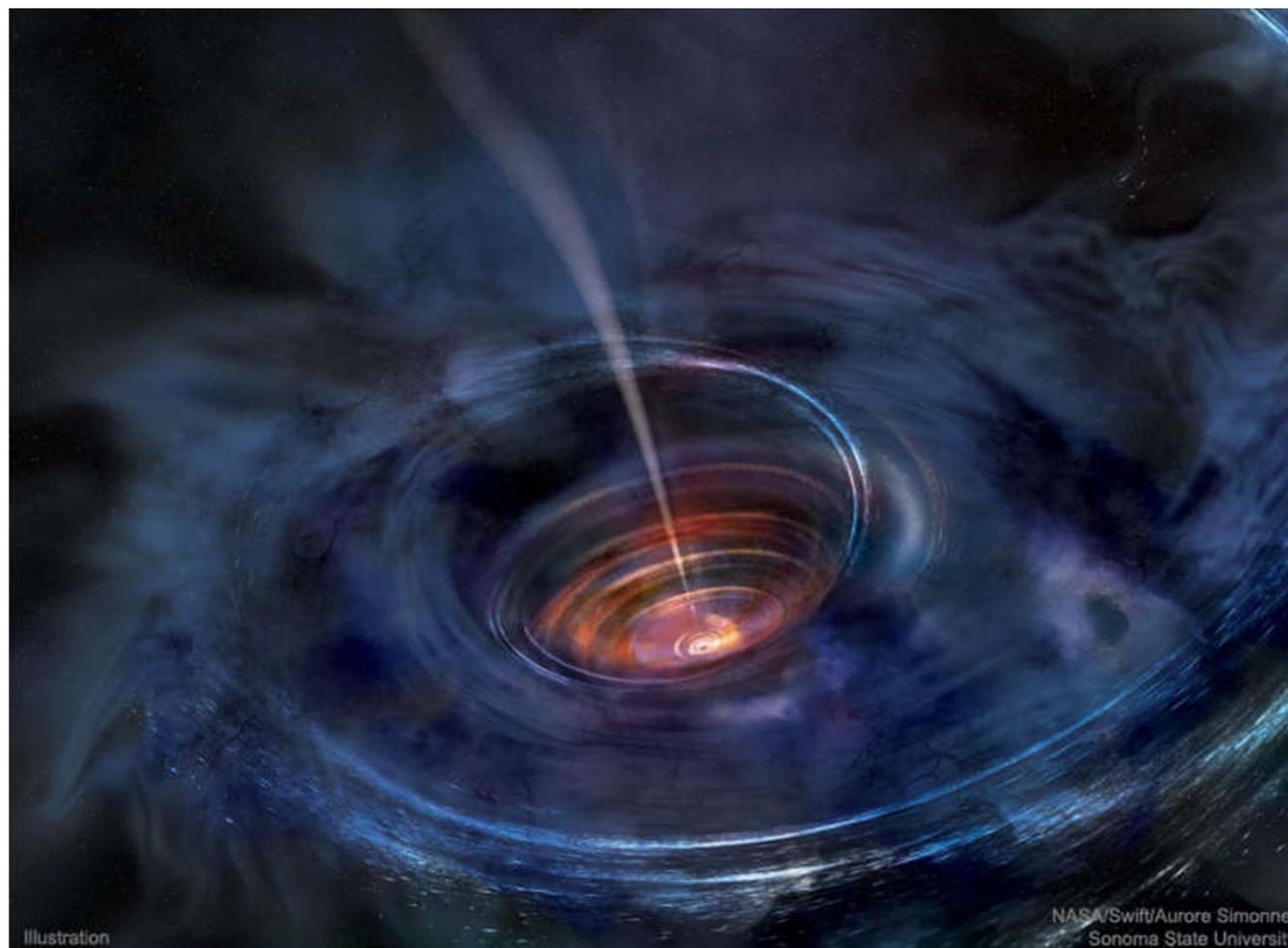
The contemporaneous detection of gravitational waves and gamma rays from GW170817/GRB 170817A, followed by kilonova emission a day after, confirmed compact binary neutron star mergers as progenitors of short-duration gamma-ray bursts (GRBs) and cosmic sources of heavy  $r$ -process nuclei. However, the nature (and life span) of the merger remnant and the energy reservoir powering these bright gamma-ray flashes remains debated, while the first minutes after the merger are unexplored at optical wavelengths. Here, we report the earliest discovery of bright thermal optical emission associated with short GRB 180618A with extended gamma-ray emission—with ultraviolet and optical multicolor observations starting as soon as 1.4 minutes post-burst. The spectrum is consistent with a fast-fading afterglow and emerging thermal optical emission 15 minutes post-burst, which fades abruptly and chromatically (flux density  $F_\nu \propto t^{-\alpha}$ ,  $\alpha = 4.6 \pm 0.3$ ) just 35 minutes after the GRB. Our observations from gamma rays to optical wavelengths are consistent with a hot nebula expanding at relativistic speeds, powered by the plasma winds from a newborn, rapidly spinning and highly magnetized neutron star (i.e., a millisecond magnetar), whose rotational energy is released at a rate  $L_{\text{th}} \propto t^{-(2.22 \pm 0.14)}$  to reheat the unbound merger-remnant material. These results suggest that such neutron stars can survive the collapse to a black hole on timescales much larger than a few hundred milliseconds after the merger and power the GRB itself through accretion. Bright thermal optical counterparts to binary merger gravitational wave sources may be common in future wide-field fast-cadence sky surveys.

# Этапы эволюции и излучение короткоживущего (1 день) магнитара



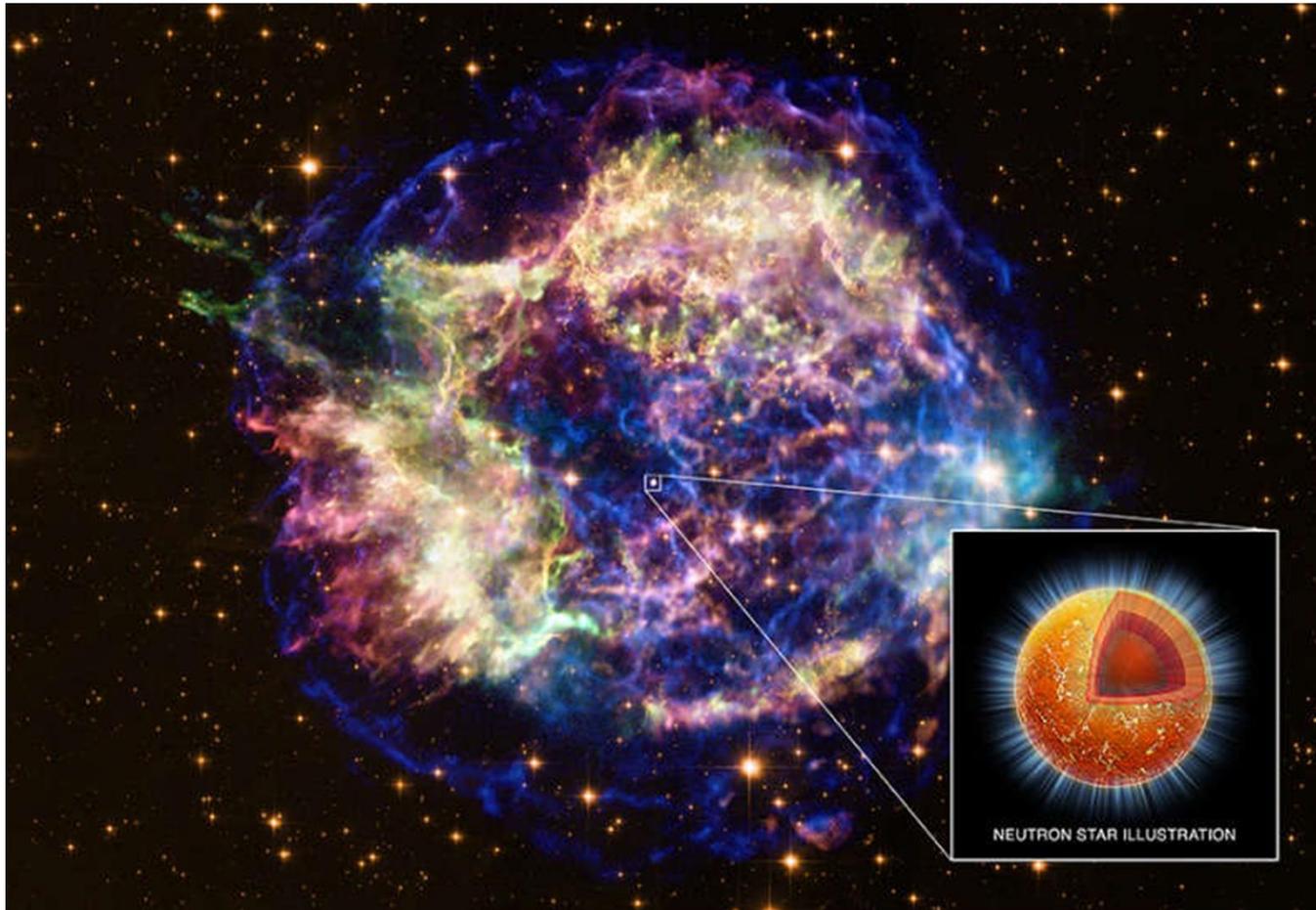
**Figure 16.** Artist impression of the different energy sources powering the GRB 180618A multiwavelength emission. (a) The material is equatorially ejected by tidal forces during the neutron star binary merger (Cucchiara et al. 2011) and radially ejected by hydrodynamic interactions at the neutron stars contact region (e.g., Metzger 2019). (b) The accretion of the torus onto a rotationally supported supramassive neutron star remnant (i.e., a millisecond magnetar) powers two relativistic jetted outflows (Bucciantini et al. 2012; Metzger et al. 2018) that, via internal dissipation mechanisms, produce the initial  $\approx 0.3$  s hard prompt gamma-ray emission. At this stage, the accretion disk releases winds that largely dominate the total mass ejected (Margalit & Metzger 2019). (c) The winds from the rotationally powered magnetar are collimated by the surrounding ejecta, which give rise to the  $\approx 45$  s duration soft gamma-ray emission (Bucciantini et al. 2012). (d) As the spin-down luminosity of the magnetar decreases, the jetted winds become stifled behind the ejecta, which is reheated at larger radii. When the opacity of the ejecta decreases sufficiently, bright optical thermal emission is emitted (Yu et al. 2013; Metzger & Piro 2014; Metzger 2019). (e) Hours after the merger, the ejecta is fully ionized by the winds of the long-lived magnetar, and the magnetar spin-down luminosity is detected (Metzger & Piro 2014).

## Аккрецирующая чёрная дыра с джетом



Что происходит, когда черная дыра поглощает звезду? Многие детали остаются неизвестными, но недавние наблюдения могут помочь раскрыть тайну. В 2014 году [мощный взрыв](#) был зарегистрирован наземными телескопами-роботами проекта ["Автоматизированный поиск сверхновых по всему небу"](#) (ASAS-SN). Последующие наблюдения были осуществлены несколькими инструментами, включая обращающийся вокруг Земли спутник [НАСА "Свифт"](#). Компьютерное моделирование излучения показало, что оно может быть обусловлено разрывом звезды при взаимодействии с далекой [сверхмассивной черной дырой](#). Результат такого столкновения в представлении художника изображен на [этой картине](#). Сама [черная дыра](#) – это маленькая черная точка в центре. Когда вещество падает на черную дыру, оно сталкивается с другим веществом и [нагревается](#). Черную дыру окружает [аккреционный диск](#) из горячего вещества, из которого состояла звезда. [Джет](#) выбрасывается вдоль [оси вращения черной дыры](#).

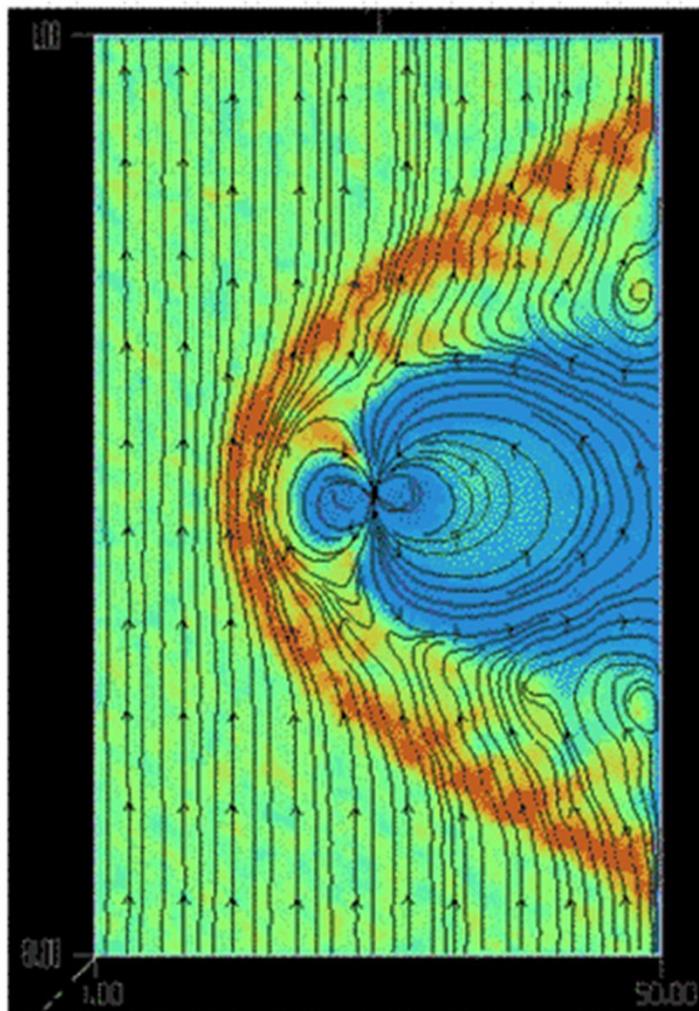
## Остывающая нейтронная звезда



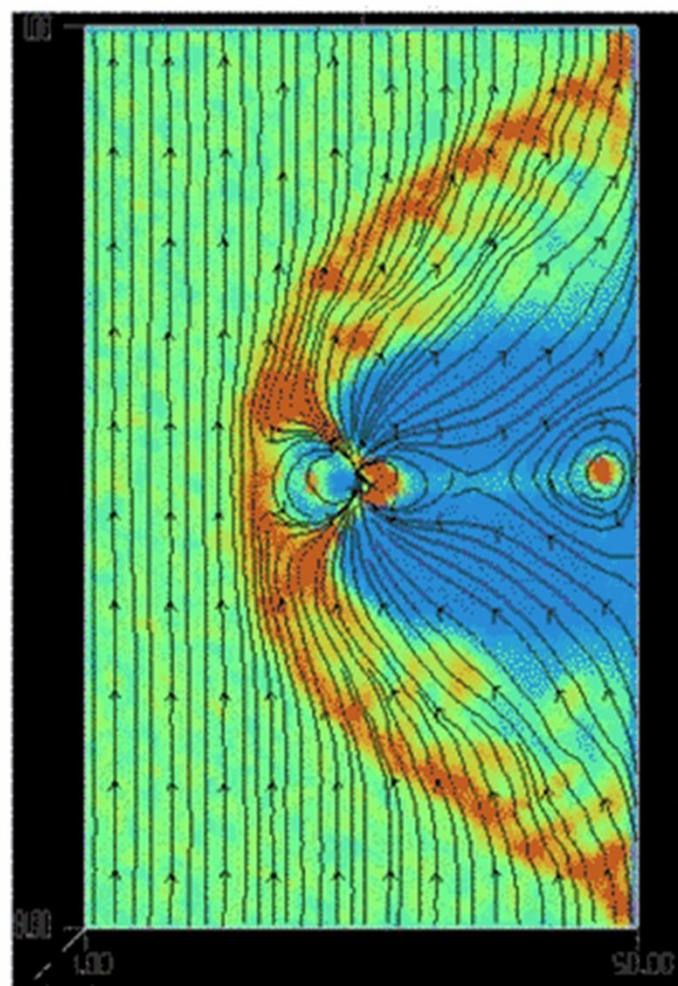
### НАСА/Космическая рентгеновская обсерватория Чандра

Остаток сверхновой Кассиопея А (Cas A) находится на достаточном расстоянии от нас — 11 000 световых лет. Свет от сверхновой Cas A — взрыва, знаменующего смерть массивной звезды, достиг Земли всего лишь 330 лет назад. На этой фотографии, составленной из рентгеновского и оптического изображений, клочки звёздного газа разлетелись в пространство на 15 световых лет. Яркий источник в центре, нейтронная звезда (показана на вставке) с огромной плотностью — всё, что осталось от сколлапсировавшего ядра звезды. Нейтронная звезда в Cas A остывает, но она всё ещё достаточно горяча для испускания рентгеновского излучения. На самом деле 10-летние наблюдения с помощью космической рентгеновской обсерватории Чандра показали, что нейтронная звезда остывает очень быстро. Так быстро, что учёные предполагают, что большая часть ядра звезды состоит из сверхтекучей нейтронной жидкости, свободной от трения. Результаты наблюдений Чандры дают первые подтверждения существованию в космосе такой странной формы материи

## Shock and magnetosheath of pulsar B



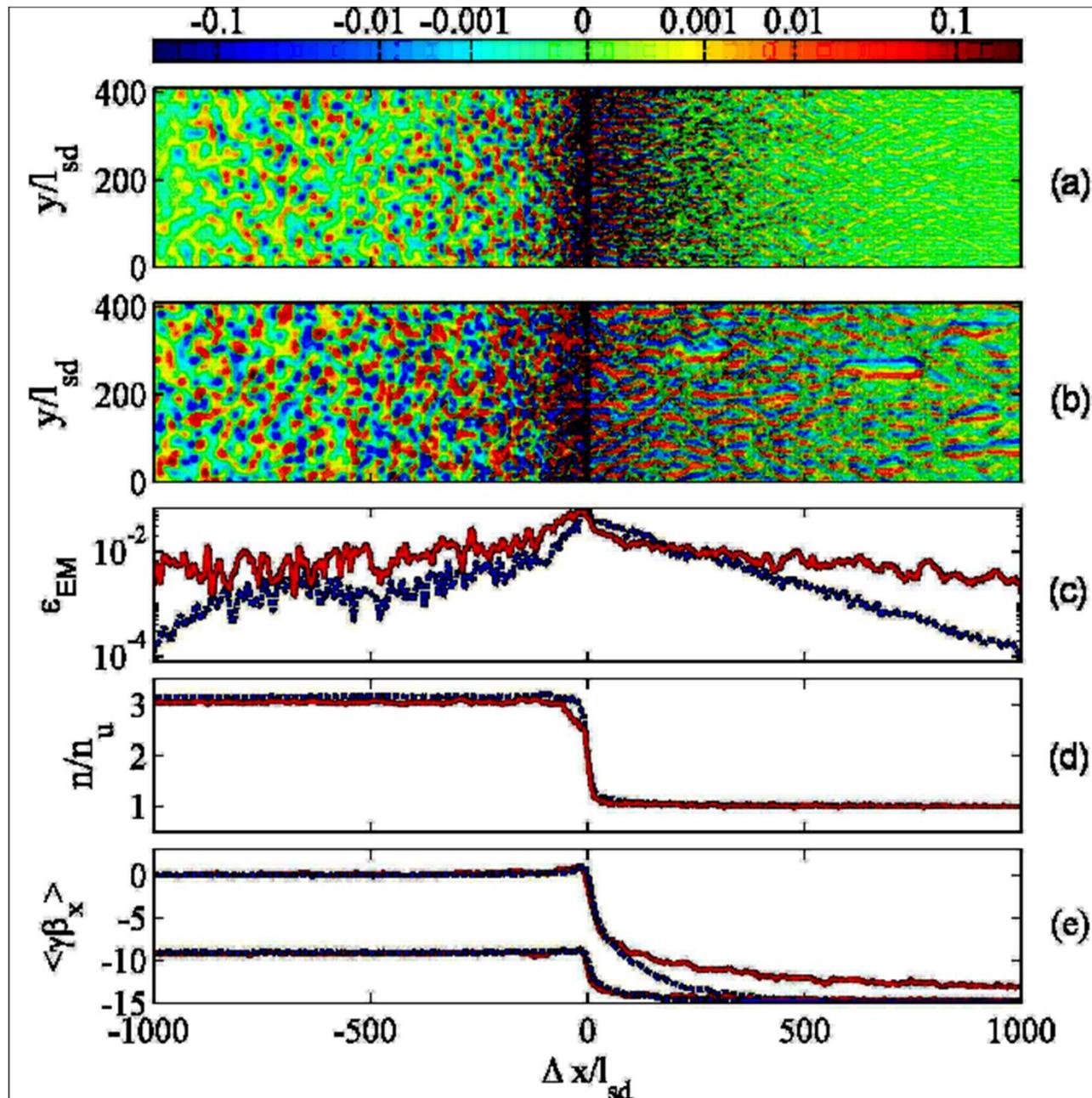
No "dayside" reconnection



With "dayside" reconnection<sub>25</sub>

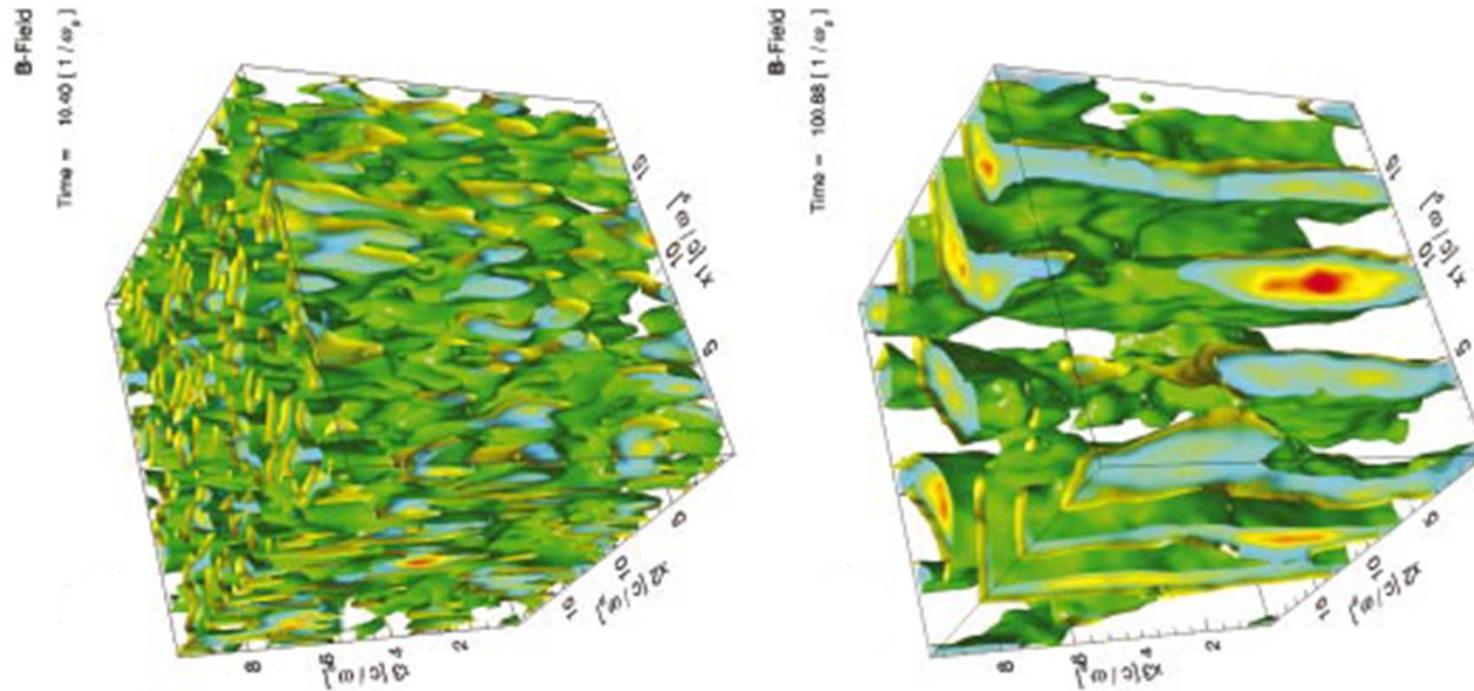
*Similar to the interaction between Earth magnetosphere and solar wind.*

# Collisionless shock wave in $e^-e^+$ plasma



Keshet, Katz,  
Spitkovsky,  
Waxman  
(2008)

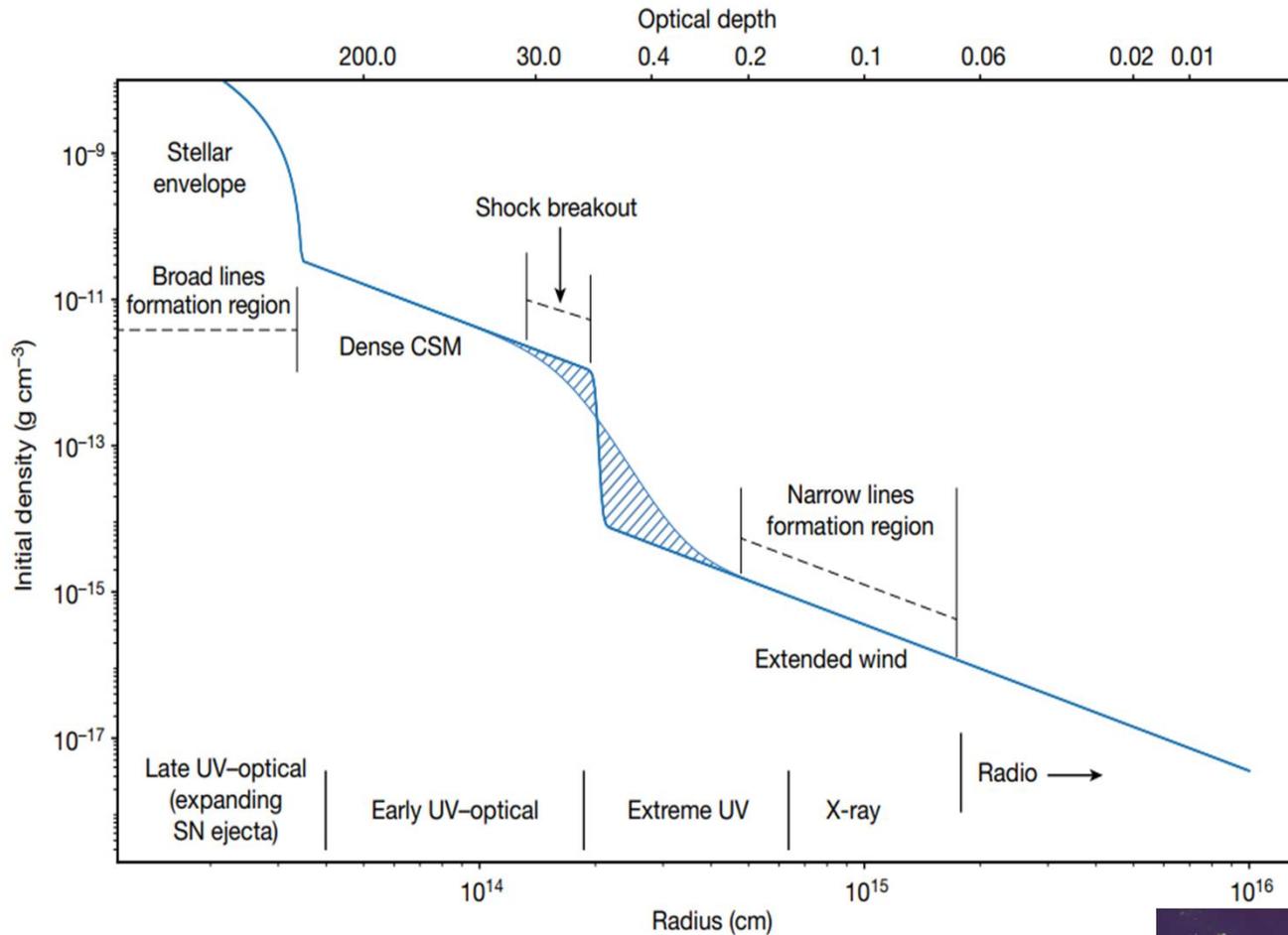
## 3D Weibel instability in $e^- - e^+$ plasma



Magnetic field energy density for values of 15% of the maximum energy density. Results are shown slightly before saturation and in the quasi-static stage ( $\epsilon_B \sim 1\%$ ).

Fonseca, Silva et al (2003).

# Прорыв ударной волны сверхновой II сквозь плотное околозвездное вещество



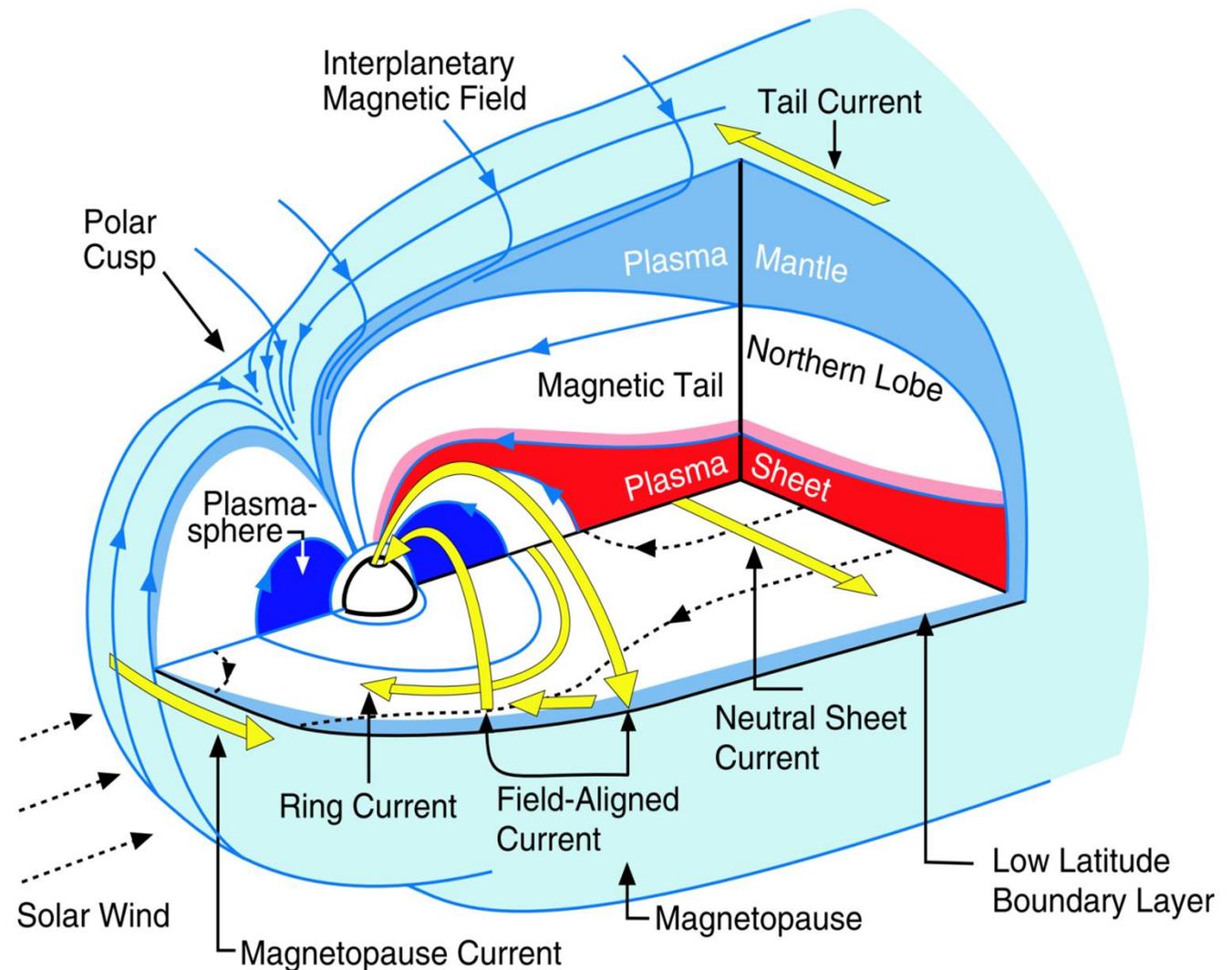
Прародителем был красный сверхгигант с массой 12–15 или 18 масс Солнца, активно терявший перед взрывом вещество. За первые 3 дня температура видимой оболочки увеличилась с 13 до 32 тысяч Кельвин, светимость – с  $5 \times 10^{42}$  до  $4 \times 10^{43}$  эрг /сек. Далее ударная волна стала бесстолкновительной.

Схема структуры околозвездного вещества вокруг сверхновой SN 2023ixf  
E. A. Zimmerman et al. / Nature, 2024



# Magnetopause

- Velocity of the solar wind  
~ 300 – 1000 km/s.
- Typical plasma concentration  
~ 5 – 50 cm<sup>-3</sup>.
- Typical magnetic field  
~ 30 nT = 30 · 10<sup>-5</sup> G.
- Maximum current density  
~ 10<sup>-6</sup> – 10<sup>-8</sup> A/m<sup>2</sup>.
- Thickness of the magnetopause  
~ 50 – 1000 km.
- Thickness of the magnetosheath  
~ 10 000 – 30 000 km.
- Thickness of the bow shock  
~ 20 – 100 km.

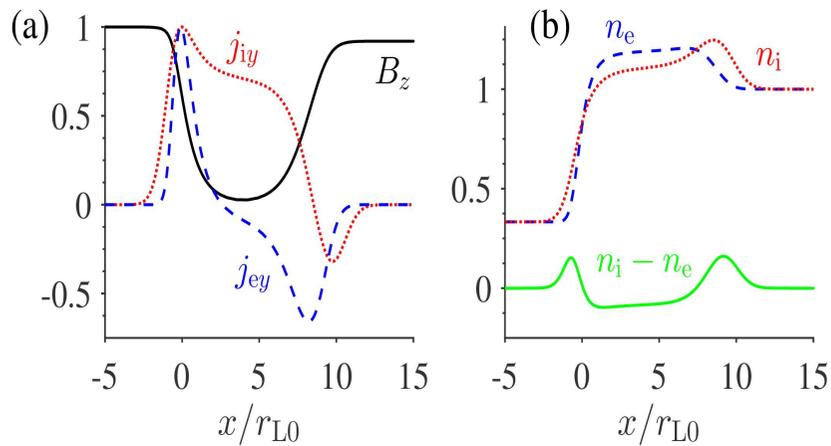


*Figure 8.1.* Three-dimensional cutaway view of the magnetosphere. The light blue outer surface is the magnetopause, its boundary layers are shown in darker blue. Magnetic field lines are shown in blue, electric currents in yellow. The polar region where the magnetic field lines converge is the polar cusp. The bow shock has been omitted for clarity. (Adapted from Kivelson and Russell, 1995).

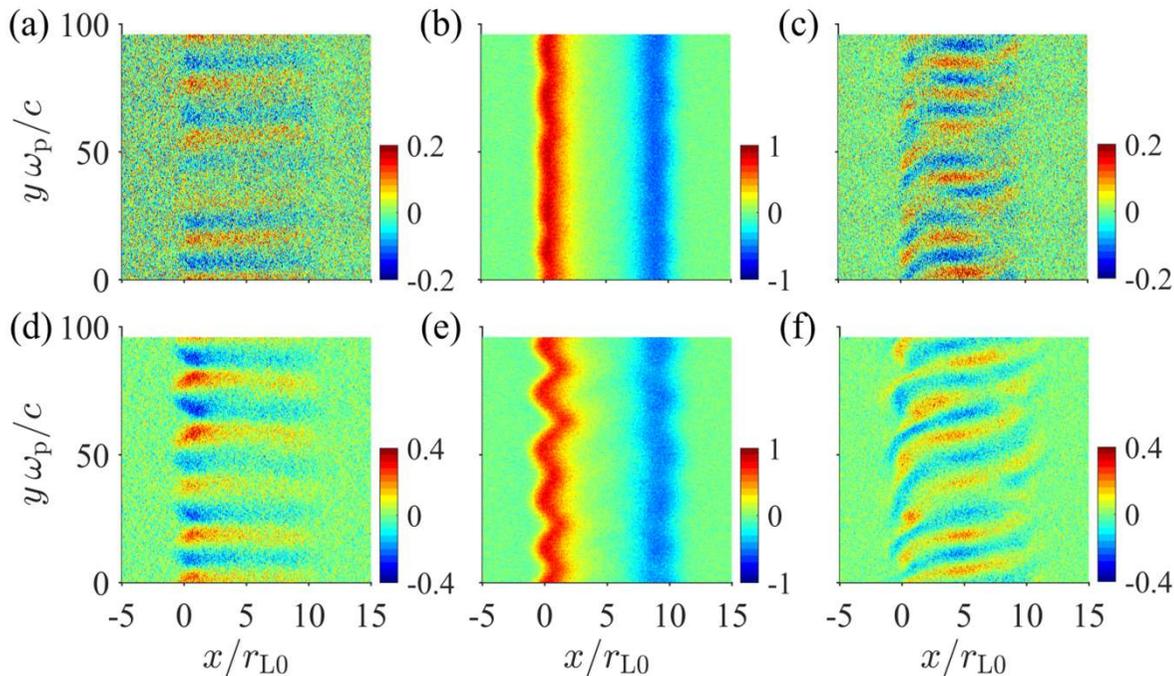
From De Keyser J. et al., Space Sci. Rev. 118, 231 (2005),  
 Burch J. L. et al. (2016), Perrone D. et al. (2017), Norgren C., Khotyaintsev Yu.V. et al. (2018).

# Analytical Model of a Magnetopause Current Sheet with Various Energy Distributions of Particles and Features of Its Small-Scale Instability

Nechaev A. A., Kocharovsky V. V., Kocharovsky V. V., Garasev M. A., *JETP Letters* **117**, 214 (2023)

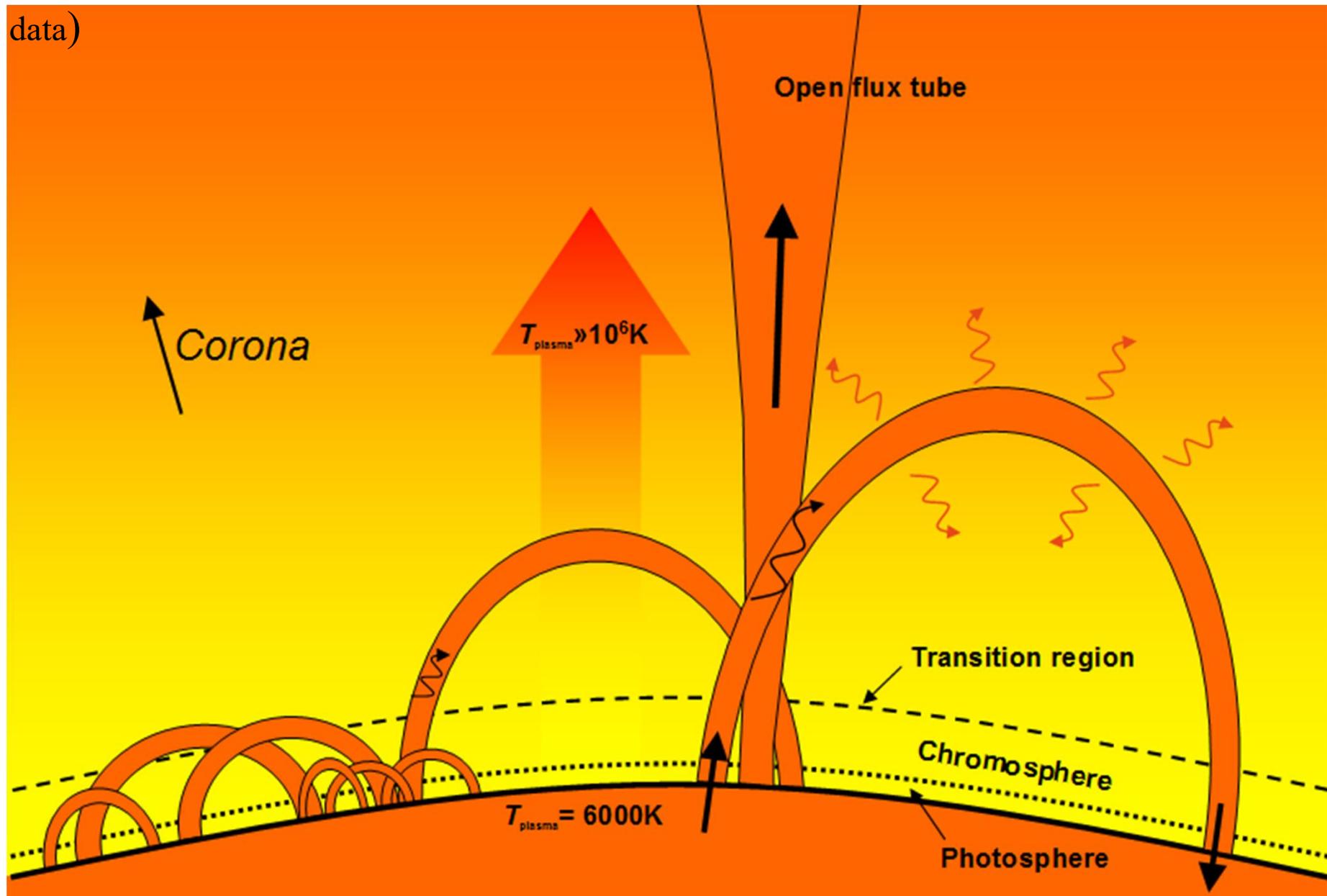


**Fig. 1.** Initial structure of the 4-component Maxwellian current sheet, comprised of 2 electron and 2 proton components: (a) magnetic field profile  $B_z$  (solid line), current densities of ions and electrons in the  $y$  direction,  $j_{ey}$  and  $j_{iy}$  (dots and dashes respectively), all normalized to their maxima; (b) normalized number densities of current-carrying ions and electrons,  $n_e$  and  $n_i$  (dots and dashes respectively), and their difference (solid line), proportional to the charge density. Model ion-electron mass ratio is 18.



**Fig. 2.** Snapshots of the simulated evolution of the sheet presented in Fig. 1 at the moments of time (a)–(c)  $t \approx 3400/\omega_p$ , (d)–(f)  $t \approx 7500/\omega_p$ . Panel columns show normalized total current density in projections on axes  $x$ ,  $y$ ,  $z$  (from left to right).

Schematic representation of the coronal loops (according to SOHO, TRACE, SMM data)



Energy emitted is from  $10^{20}$  to  $10^{25}$  joules.

*From Wikipedia*

# Аккреционный диск: космическая фантазия и земной сад

