

太陽コロナ,電離層, Galaxyにおける ニュートリノの電弱ホール遷移

Kenzo Ishikawa ,Hokkaido University

Collaborators: Yutaka Tobita ,Hokkaido U

References:

- (1)K.Ishikawa and Y.Tobita,P.T.E.P;073 (2013) B02; Annals of Physics ,344 (2014), 118-178;Poc.Hadron 2013,149;Proc.12th Asia Pac.Conf. 013010
- (2)K.I,T.Nozaki,M.Sentoku,and Y.Tobita, arXiv:1405.0582[hep-ph]
- (3)K.I, T.Tajima, and Y.Tobita, PTEP (2015), 013B02
- (4)K.I and Y.Tobita , arXiv:1503.07285[hep-ph], others

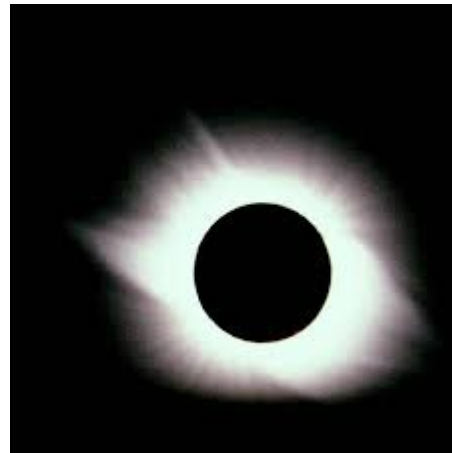
1. コロナの形成 起源と熱源は？

もしも、コロナが存在しないならば、太陽放射は6千度。――>
地球に電離層は存在しない。



ろうソク： 熱源のある外縁が最高温

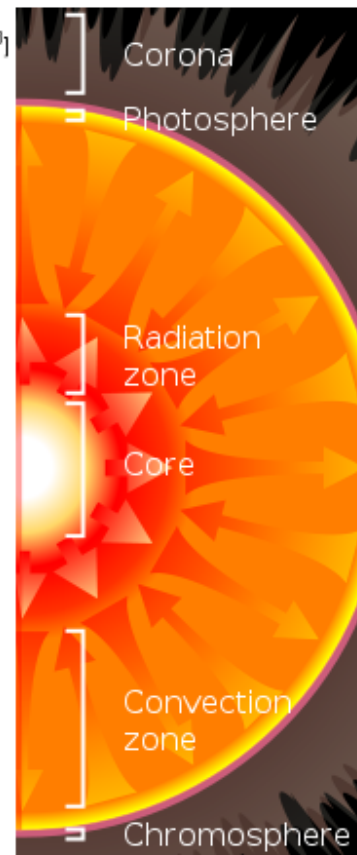
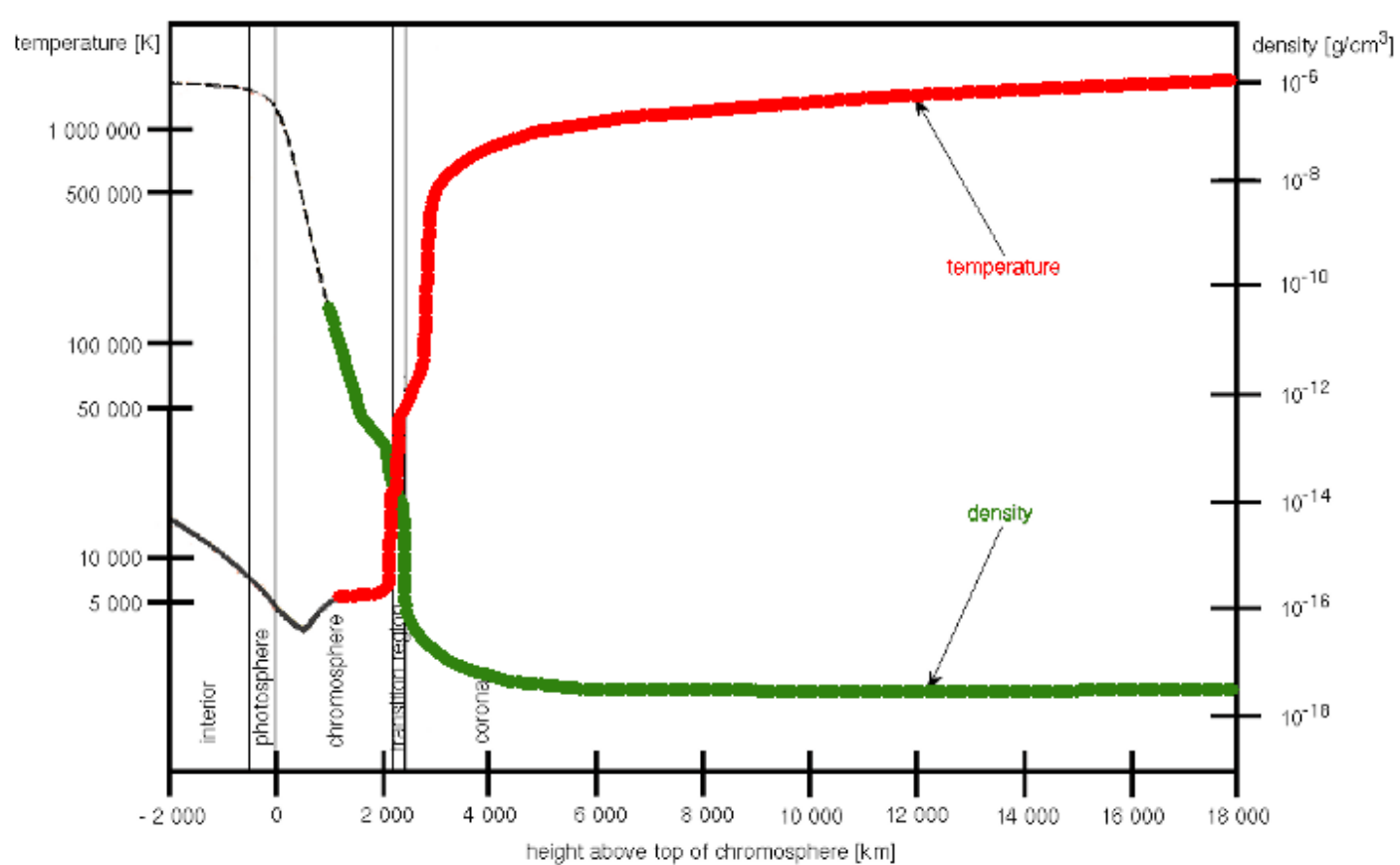
炭化水素の燃焼



太陽： 内部で核融合（熱源）

表面：6千度
コロナ：100万度超
何故 温度が逆転？

Neutrino burning



コロナ熱源の伝統的な考え(古典物理)

1. 太陽エネルギーは、熱伝導でコアから光球に伝搬。
 - 1-1. 核融合で生成されたエネルギーは、
コアから徐々に外縁に伝搬する。
 - 1-2. ニュートリノは、弱い相互作用のため
エネルギーを失わない。
2. 太陽表面で、大規模な乱流運動が観測。この運動
エネルギーの1%程度で、コロナ加熱(静穏)に充分
3. コロナで、密度が急激に減少する。一定のエネルギーを
下部から上部へ伝搬するように、温度が急上昇。
4. 全磁束は一定であり、磁束密度の高い領域で密度の
急激な減少は、内部の温度を上昇させる。
5. 波動(アルフェン波、音波)、磁束の再結合、衝撃波、他
6. 温度 T とは各々の(ミクロな)自由度の持つエネルギー $=kT$ 。
“エネルギー生成・伝搬についてのミクロな過程は？”
“高振動数の波は如何が形成されるのか？”

ニュートリノによるコロナ加熱(ミクロな機構)

1. 表面は6千度で、2000Kmほど上空で100万度(静穏)1000万度(活動)となるのは、基本的な物理が絡んでいる。
2. ニュートリノが例外的に、磁場下で相互作用する。MeV程度のエネルギーをもつ太陽ニュートリノの効果は大。
3. ニュートリノが、光と相互作用する遷移確率は(フェルミの黄金律の補正項)として、
$$P = \Gamma T + P^{\{d\}}$$
 の“ $P^{\{d\}}$ ” (ishikawa-tajima-tobita)。
4. $P^{\{d\}}$ は、外部磁場と自由電子で、大きく増幅される。(電弱ホール効果、ishikawa-tobita)
5. $P^{\{d\}}$ は、この状況でニュートリノの電磁遷移を引き起こし、コロナを形成させる熱源となる。同じ機構は、地球電離層にも影響する。(ishikawa-tobita)
6. 遷移は、ニュートリノのエネルギーの吸収を引き起こし、地球上の高エネルギーでのフラックスを削減させる。
----観測、測定・検証が可能(SK, HK)。

1. Corona condition

1. magnetic field $B = 0.01 - 0.0005 \text{ T}$
2. high temperature plasma $K = 10^6 \text{ K}$
3. low density $n_e = 10^{14} / \text{m}^3$
4. long mean free path $l_{\text{mfp}}(e) = 10^5 m$
5. strong neutrino wind of $l_{\text{mfp}}(\nu) \approx 10^{25} m$

$$E_\nu \approx \text{MeV}, f = 10^{17} / \text{MeV cm}^2 \text{ s}$$

1-1 Quantum Field theory in the corona :

1 Pure quantum effects

Transition Probability ; P

$$P = \Gamma T + P^{\{d\}}$$

2. $1/B$ expansion (strong magnetic field)
3. Electroweak Hall effects (Chern-Simons form)
Neutrino radiative transition

2. Electroweak Hall effect (ニュートリノホール効果)

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{e}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e(x) \bar{\nu}_e(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_e(x) + e j_\mu (A_{ext}^\mu + A^\mu),$$

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\nu}_i(x) (p^\mu \gamma_\mu (1 - \gamma_5) - m_i) \nu_i(x) + \bar{e}(x) (p^\mu \gamma_\mu - m_e) e(x) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu},$$

Integrate over the electrons ,

外部磁場

Electroweak Chern-Simons term

$$\mathcal{L}_{int} = \nu^{(4)} \frac{1}{2\pi} \epsilon^{\alpha\beta\gamma} \tilde{A}_\alpha \partial_\beta \tilde{A}_\gamma + O(\tilde{F}_{\alpha\beta}^2); \alpha, \beta, \gamma = (0, 1, 2)$$

$$\nu^{(4)} = \frac{2\pi\hbar n_e}{eB} : \text{filling factor} \quad \text{Topological invariant (stable)}$$

$$\tilde{A}_\alpha = e A_\alpha(x) + \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\alpha(x), J_\alpha(x) = \bar{\nu}_e(x) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu_e(x)$$

$$\tilde{F}_{\alpha\beta} = F_{\alpha\beta} + \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\partial_\alpha J_\beta - \partial_\beta J_\alpha) \quad \nu_i \rightarrow \gamma + \nu_j.$$

Transition for overlapping waves (T)

$$\nu_i \rightarrow \gamma + \nu_j (\text{neutrino transition}(\text{burning}))$$

$$L_{int} = eG_F \sqrt{2} \frac{\nu^{(4)}}{2\pi} \epsilon_{\alpha\beta\rho} J_\nu^\beta F^{\beta\rho}$$

$$P = T\Gamma_0 + P^{(d)}$$

- 3-1. Γ_0 : *Fermi's golden rule : particle – like*
– – *negligible due to Landau – Yang's theorem*
 $P^{(d)}$: *correction : wave – like (our work)*

Large

8

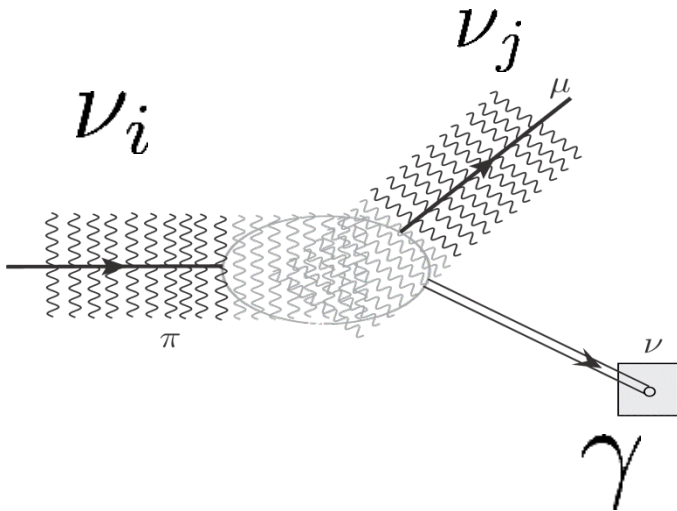
- 3-2. $P^{(d)}$ *has been ignored in most places*
but determine the transitions

3-2. 具体的な計算法

Amplitude of the event that γ is detected

or interacts with at $(\vec{X}_\gamma, T_\gamma)$

- (1) $[S[T], H_0] \neq 0$
- (2) *kinetic energy non – conservation,*
- (3) *Fermi's golden rule has a correction*



Overlapping waves in large area have finite interaction energy
 >>> Kinetic energy = total – interaction is not constant
 >>> T-dependent probability

Wave's characteristic features

; in space – time dependence

; are probed with wave packets

間隔Tでの始・終状態間の遷移振幅

$$3 - 3.\mathcal{M} = \int d^4x \langle \gamma, \nu | H_w(x) | \nu \rangle$$

$$|\nu\rangle = |\vec{p}_\nu, T_\nu\rangle,$$

$$|\nu, \gamma\rangle = |\nu, \vec{p}_\nu; \gamma, \vec{p}_\gamma, \vec{X}_\gamma, T_\gamma, \sigma_\gamma\rangle$$

遷移確率は $P^{\{d\}+\Gamma T}$ の2項

$$P = N_2 \int \frac{d^3 p_\gamma}{(2\pi)^3 E_\gamma} (\tilde{p}_{\nu_1} \cdot \tilde{p}_\gamma) (\tilde{p}_{\nu_1} \cdot \tilde{p}_\gamma - \tilde{p}_\gamma^2) [\tilde{g}(T, \omega_\gamma) + G_0],$$

$$\tilde{p} = (p_0, p_1, p_2),$$

前方 ピーク

$$N_2 = 8T \left(\frac{\nu^{(4)} e G_F}{2\pi} \right)^2 \frac{\hbar \sigma_\gamma}{\epsilon_0 E_{\nu_1}}, L = cT$$

$$\tilde{g}(\omega_\gamma, T) = \int_0^T dt \frac{\sin(\omega_\gamma t)}{t} - \frac{1 - \cos(\omega_\gamma T)}{\omega_\gamma T}$$

$$\omega_\gamma = \frac{m_\gamma^2}{2E_\gamma}, \text{causality : } \delta m_{ij}^2 \geq m_\gamma^2$$

m_γ : photon's effective mass

大気中の m_{γ}

1. In vacuum : $m_\gamma = 0$ (gauge invariance)

2. In matter :

(2-1 : low ω) $n = 1 + \epsilon$

(2-2 : high ω) $n = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$

$$E(p)^2 = \frac{p^2}{n^2} = p^2 + 2\omega_p^2$$

$$m_\gamma = \sqrt{2}\omega_p = \sqrt{\frac{2n_e e^2}{m_e^2}}$$

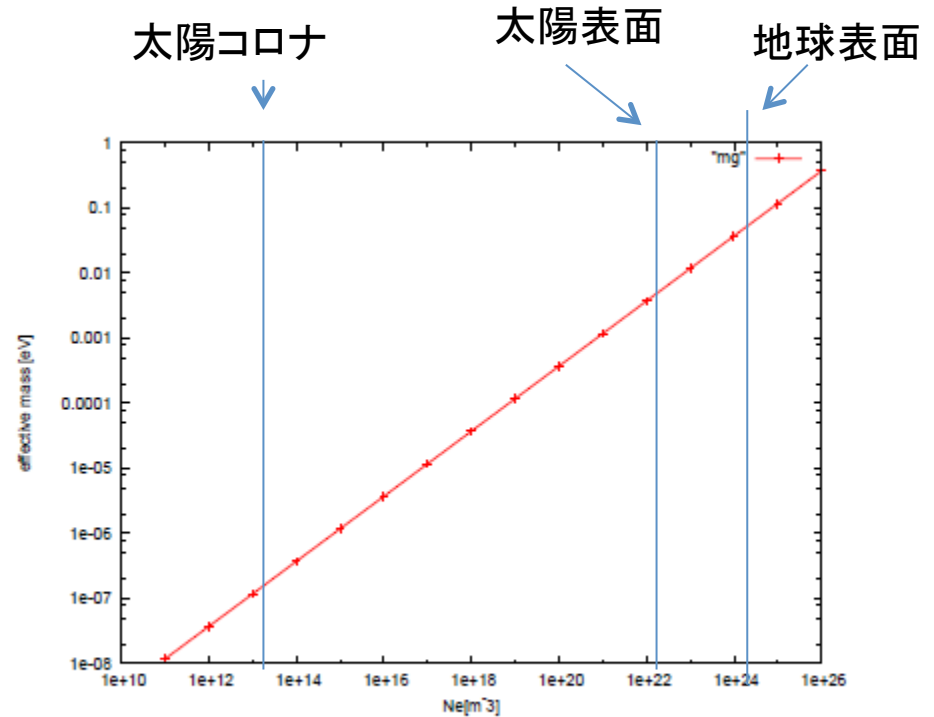


FIG. 4. Effective mass $m_\gamma = \hbar c \sqrt{\frac{4\pi\alpha N_e \hbar c}{m_e}}$. N_e -plot

3. 太陽コロナ

$\nu^{(4)}$: *filling factor*

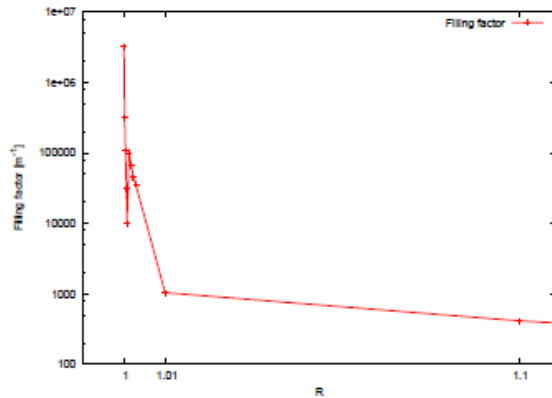


Figure 7: R dependence of the transferred energy to the corona [MeV/cm²s] is compared with the energy necessary to heat the corona at $R = 1.1R_*$. Temperature rising steeply at around $R = 1.01R_*$ is also shown. (a) is for the inverted mass hierarchy and supplies the sufficient energy, but (b) for the normal mass hierarchy does not supply the sufficient energy.

Photon's effective mass

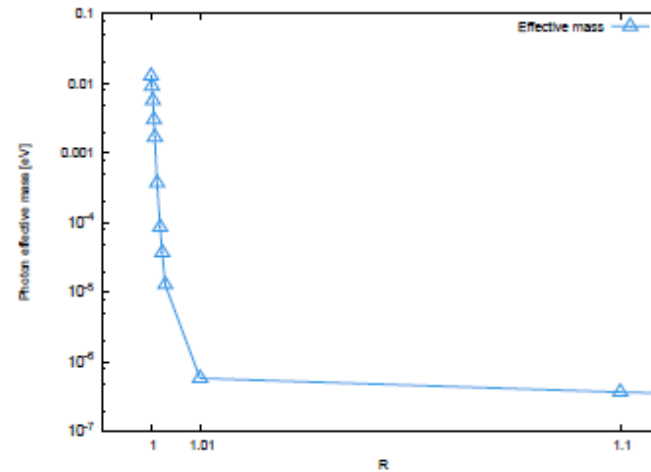


Figure 6: R dependence of the transferred energy to the corona [MeV/cm²s] is compared with the energy necessary to heat the corona at $R = 1.1R_*$. Temperature rising steeply at around $R = 1.01R_*$ is also shown. (a) is for the inverted mass hierarchy and supplies the sufficient energy, but (b) for the normal mass hierarchy does not supply the sufficient energy.

E_γ spectrum

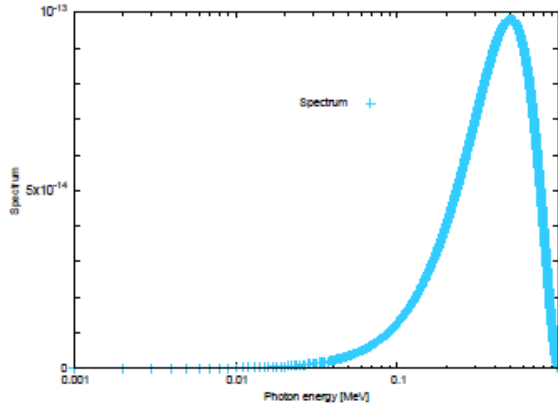


Figure 5: R dependence of the transferred energy to the corona [MeV/cm²s] is compared with the energy necessary to heat the corona at $R = 1.1R_*$. Temperature rising steeply at around $R = 1.01R_*$ is also shown. (a) is for the inverted mass hierarchy and supplies the sufficient energy, but (b) for the normal mass hierarchy does not supply the sufficient energy.

$P^{\{d\}}$ vs distance R

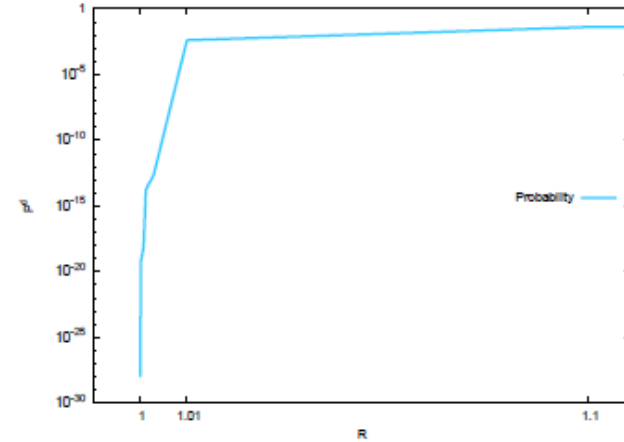
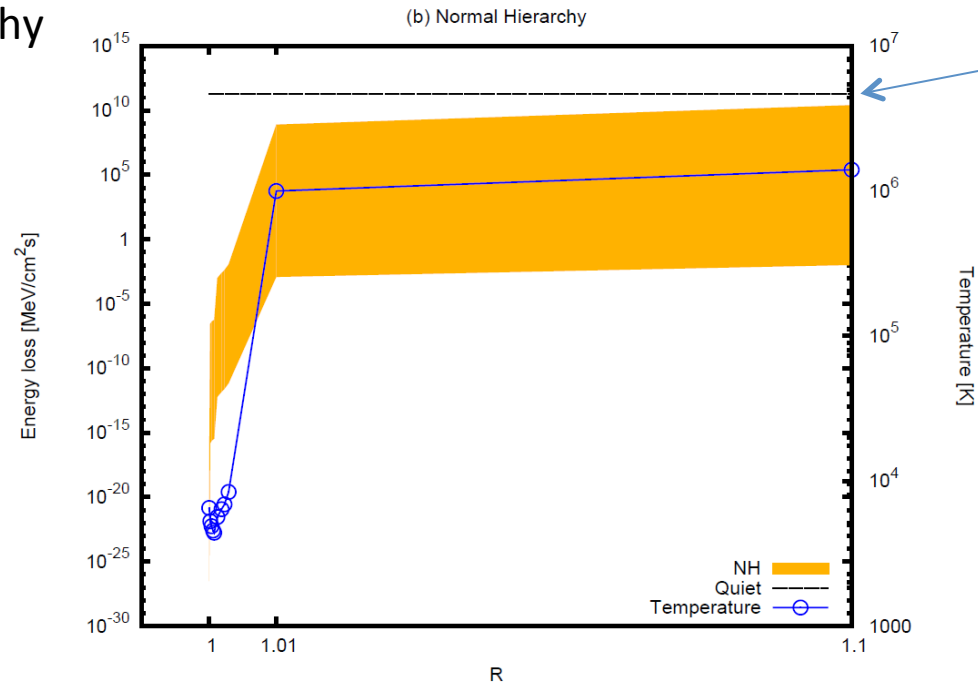


Figure 3: R dependence of the transferred energy to the corona [MeV/cm²s] is compared with the energy necessary to heat the corona at $R = 1.1R_*$. Temperature rising steeply at around $R = 1.01R_*$ is also shown. (a) is for the inverted mass hierarchy and supplies the sufficient energy, but (b) for the normal mass hierarchy does not supply the sufficient energy.

0.03 のオーダー

太陽コロナでのエネルギー比較:

Normal mass hierarchy

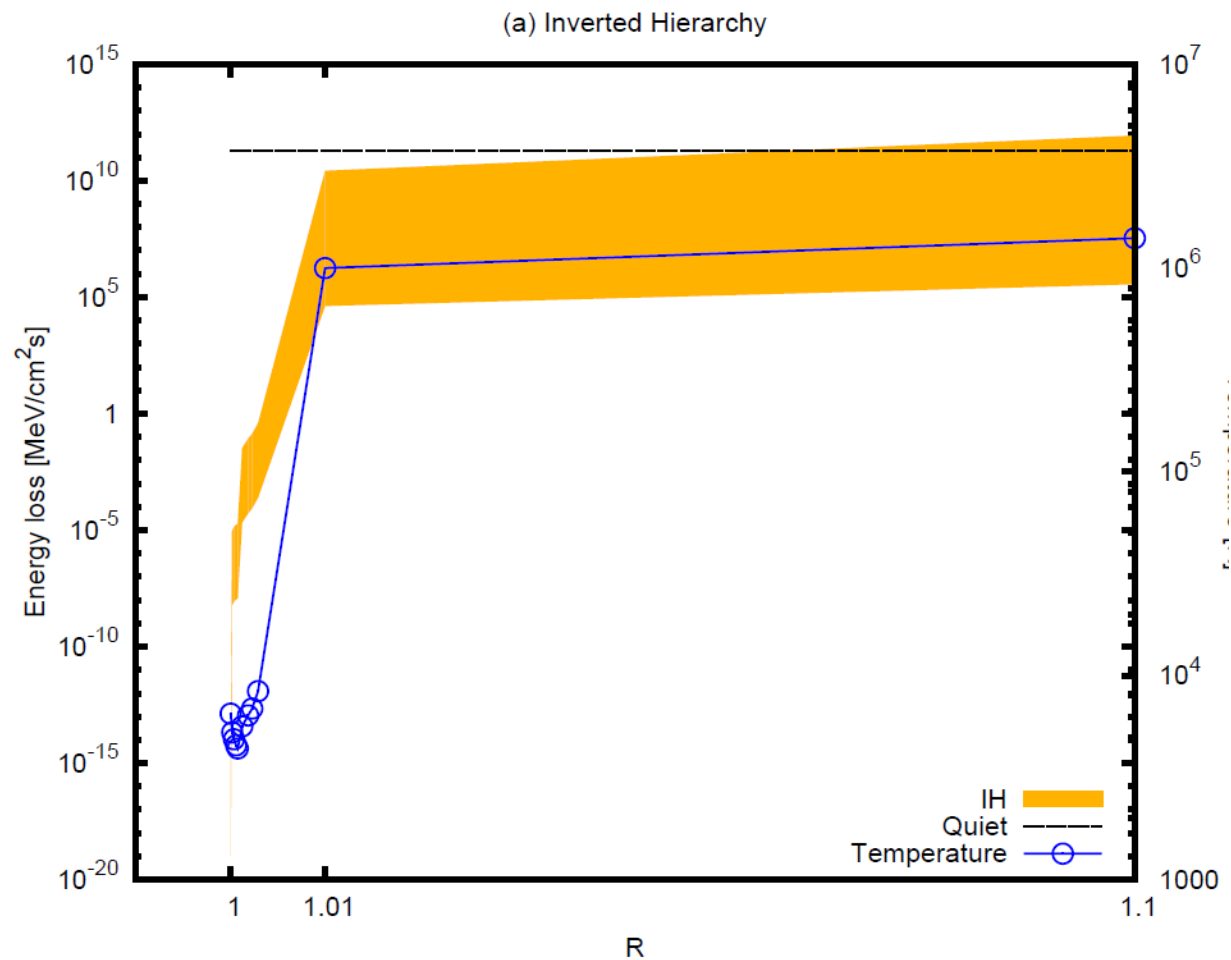


合わない

Figure 1: R dependence of the transferred energy to the corona [MeV/cm²s] is compared with the energy necessary to heat the corona at $R = 1.1R_s$. Temperature rising steeply at around $R = 1.01R_s$ is also shown. (a) is for the inverted mass hierarchy and supplies the sufficient energy, but (b) for the normal mass hierarchy does not supply the sufficient energy.

10

太陽コロナでのエネルギー比較: Inverted mass hierarchy



エネルギー源の内訳

B⁸ ニュートリノが最大の寄与

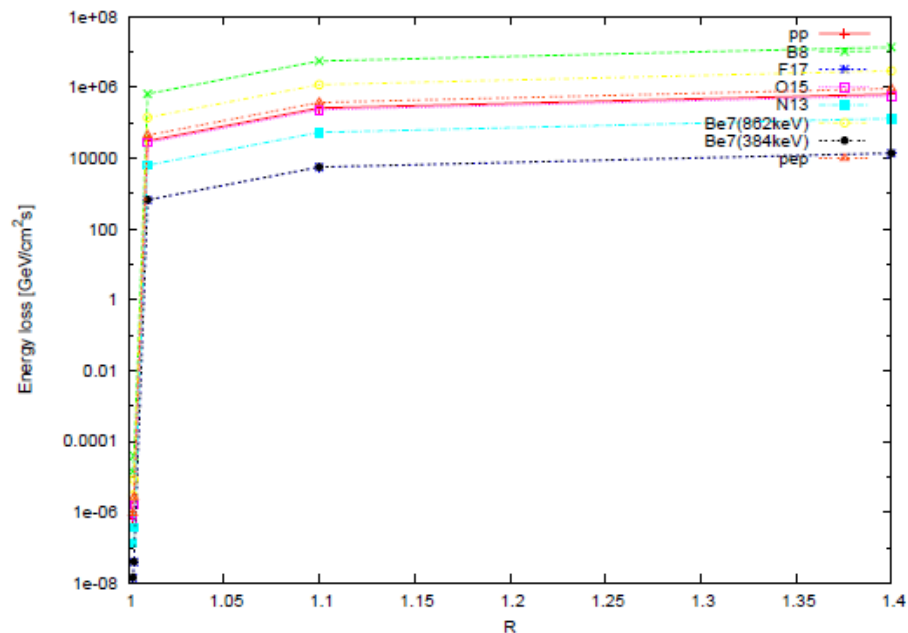


FIG. 4. Energy spectrum ΔE_γ R -plot for each process, $m_\nu = 0.07[\text{eV}]$, $\Delta m_\nu^2 = 2.52 \times 10^{-3}[\text{eV}^2]$, $\log \Lambda = 5$

地球上 : B⁸ニュートリノの吸収の観測 !

温度 vs 高度(z) ⁽¹⁾

Heat transfer (1)

$$-\kappa(\rho, T) \frac{d}{dz} T(z) + E_\nu(z, T) = \int^z dz' \lambda(\rho, T)$$

$$\kappa(\rho, T) = \frac{1}{\sigma_{Ru}} \sqrt{\frac{kT}{m_e}} = \kappa_0 T^{5/2}$$

$$E_\nu = \sigma_\gamma z C_0 = T^4 z \tilde{C}_0 \quad (2)$$

Solution, right - handside :: smooth function

$$T(z) = (z - z_0)^p, \frac{d}{dz} T(z) = p(z - z_0)^{p-1} \quad (1)$$

$$-\kappa_0 p (z - z_0)^{(5/2)p + p - 1} + z \tilde{C}_0 z (z - z_0)^{4p} = \text{smooth function}$$

$$5/2p + p - 1 = 4p, \quad p = -2$$

$$T(z) = \frac{1}{(z - z_0)^2 + \epsilon}; \text{double pole} \quad (1) \quad \text{検証可能}$$

太陽フレア(や活動領域現象)のミクロ理論

1. 磁場とは、ソフトの光子がNに凝縮したもの。(large N)
2. ソフトの光子同士の散乱や衝突では、生成光子もソフトであり、高振動数の光子は生成されない。
3. ソフト光子と、高振動数ニュートリノの衝突では、エネルギー交換反応で、高振動数光子が生成される。
4. Nが大きい場合、反応確率は大きくなる。
5. ニュートリノと非一様磁場の衝突は、大きな確率で、高振動数の光子を生成する。高振動数光子は、さらに
周囲のプラズマ粒子と大きな確率で反応する。
---→ フレア
6. ニュートリノのエネルギーが、フレアのエネルギーの大きな成分。このとき、ニュートリノは、エネルギーを失う。

$$\nu(\text{high } E) + (\gamma(\text{soft}))^N \rightarrow \nu(\text{low } E) + \gamma(\text{high } E) + (\gamma(\text{soft}))^{(N-1)}$$

太陽ニュートリノフラックスは、活動領域で、静穏時の10倍以上減少する。フレアでは、さらに大きい。
地球側に大きなフレアが生じたとき、がチャンスである。

4. 地球電離層

1. 電離度の低い希薄プラズマ: 0.01
2. 中性原子密度 : $10^{15} \text{ m}^{-3} (@300\text{Km})$
3. イオン(電子)密度: $10^{12} \text{ m}^{-3} (@300\text{Km})$
4. 磁場の強さ: $5 \times 10^{-5} \text{ T}$
5. Filling factor: $O(1-10)$
6. 遷移 $\nu \rightarrow \nu + \gamma$ の確率はコロナと同じ程度:

$$P = P^d(n_e(t), B) = O(0.03), \quad @10\text{MeV}$$

7. 電離層におけるニュートリノ現象の候補

電離層風(中性、イオン、電子)

地磁気日変動

地球コロナ

現象1： 電子密度と中性大気密度の分布の比較～

Liu et al., [2005]

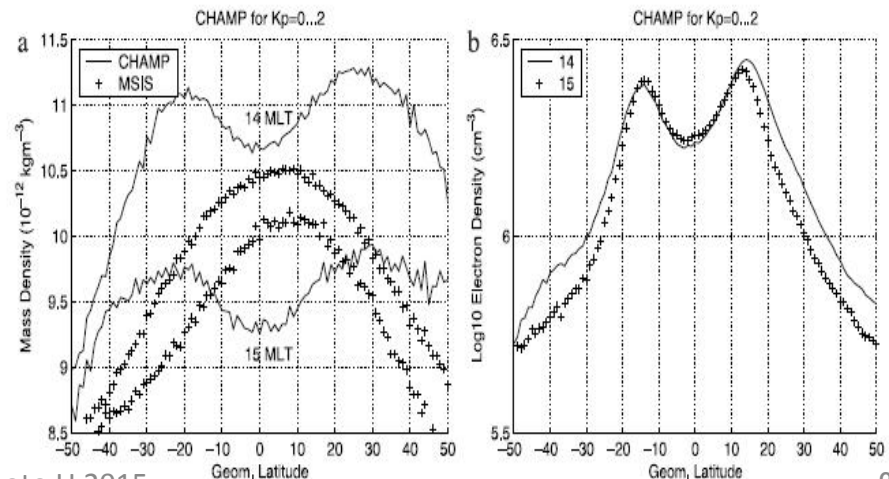
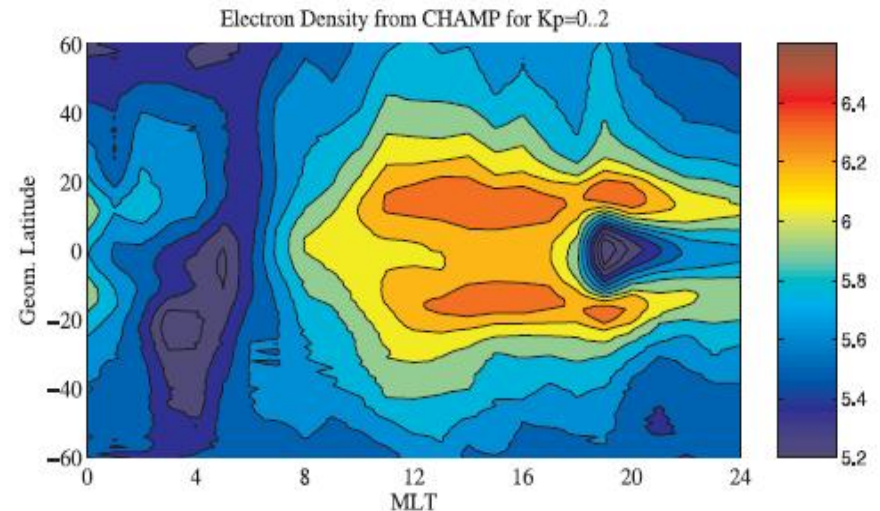
By 近藤

- 磁気赤道で密度の極小を取り, 磁気緯度 $\pm 15^\circ$ で極大をとる
- 電子密度の極大となる位置は中性大気密度のそれより低緯度側

中性大気密度の分布異常
は電子密度の分布と関係が
あると考えられる

上の図: CHAMP 衛星が測定した電子密度[Liu et al., 2005]

下の図: 14 MLT, 15 MLT における中性大気密度 (CHAMP, MSIS90 モデル), 電子密度の緯度変化. [Liu et al., 2005]



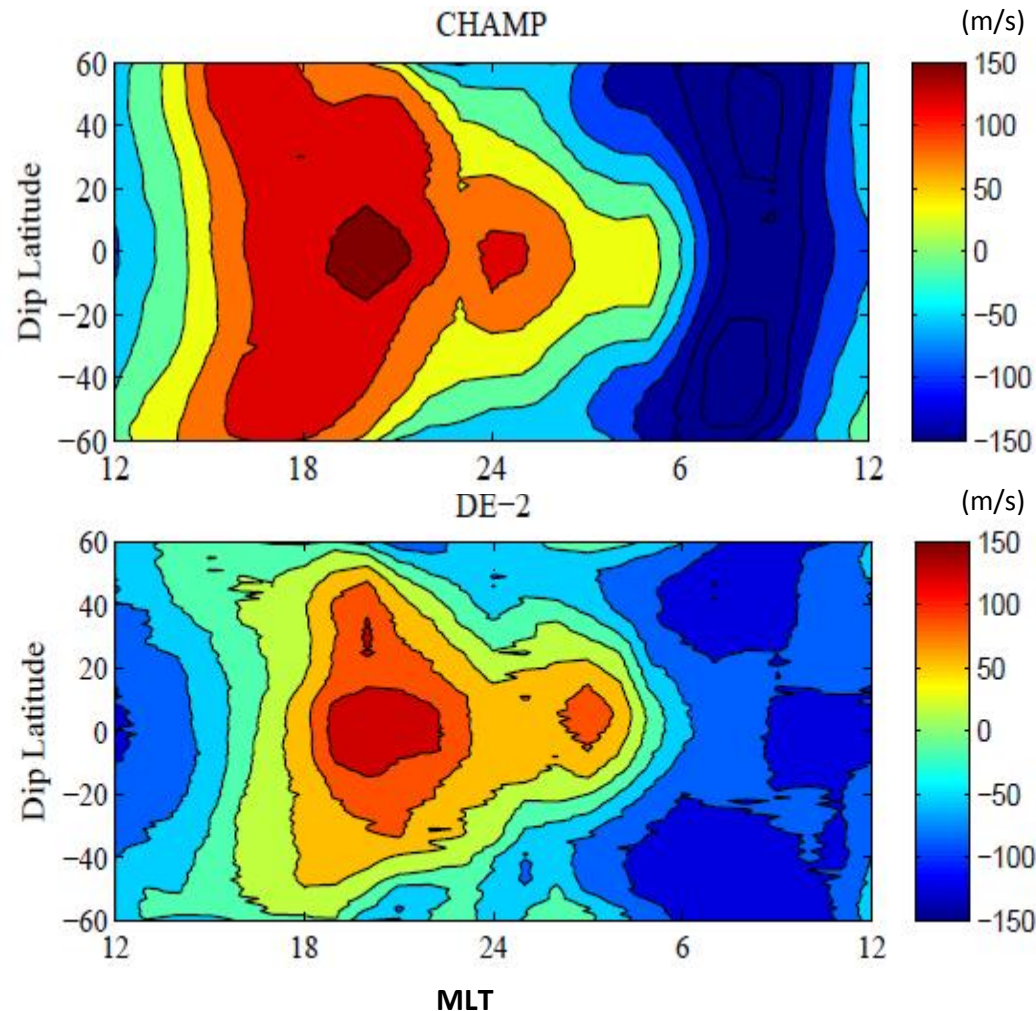
現象2: 東西風分布測定と比較(by 近藤)

- どちらの図も磁気赤道を中心に対称的な分布
- 値は少し異なるが基本的な構造は同じ

すべての時間において、東西風が磁場の影響を受けたような分布をしている

小さな日変動を生成

上の図: DE-2 衛星で測定した東西風
下の図: CHAMP 衛星で測定した東西風
[Liu et al.,]



5. SK やHKによる吸収スペクトルの観測

コロナと電離層における太陽ニュートリノ反応の結果

Unitarity

$$S[T]S^\dagger[T] = 1$$

$$|\langle \nu_i | S[T] | \nu_i \rangle|^2 = \langle \nu_i | 1 | \nu_i \rangle - \sum_{\nu_j, \gamma} |\langle \nu_i | S[T] | \nu_j, \gamma \rangle|^2$$

地球上で測定される
フラックス

コロナ、電離層内(＋太陽－地球圏)の反応

1. エネルギーをコロナや電離層で消費した太陽ニュートリノは、フラックスを削減され測定される。
2. 減少量は、エネルギー、電子密度、磁場等のパラメーターに依存して変動する。
3. 変動を検証する。

結果の検証

1. 太陽コロナの効果(静穏太陽)

$$f_{obs}(E) = f_{standard}(1 - \delta f(E))$$

$$\delta f(E)|_{E=10MeV} = 0.03$$

$$\delta f(E)|_{E=5MeV} \leq 0.001$$

2. 地球電離層の効果

2-1. ニュートリノは昼夜で同じ。(光や、磁場は昼夜で異なる)

2-2. フラックス削減量のhigh-sun/low-sun比

$$f(\text{high-sun}) - f(\text{low-sun}) / f(\text{high-sun}) + f(\text{low-sun}) = 0.03 \times 0.2 = 0.006 (0.6 \%)$$

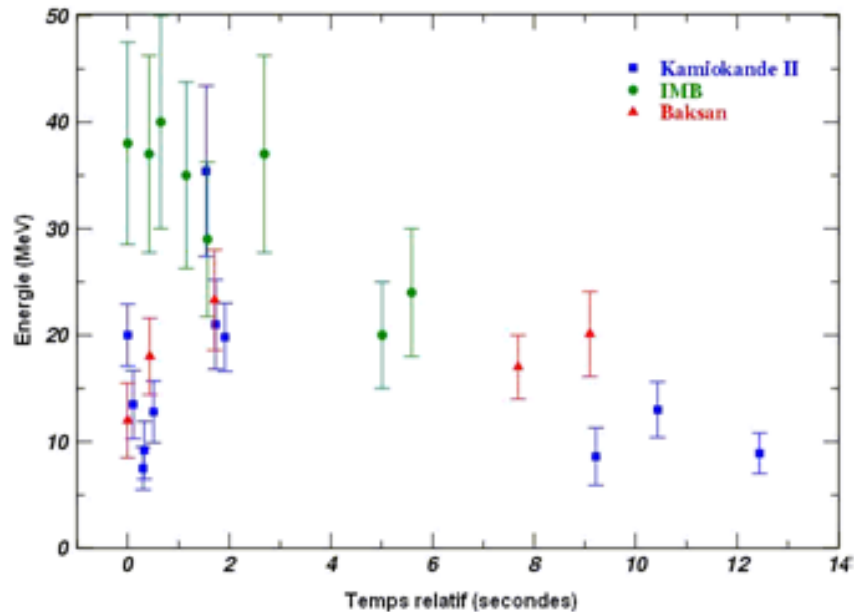
$$f_{high-sun}(E) = \int_{mid\ day} d\theta \delta f(E, \theta)$$

$$f_{low-sun}(E) = \int_{m+e} d\theta \delta f(E, \theta)$$

$$E \approx 10MeV$$

6. SN 1987A neutrino interaction with Galaxy

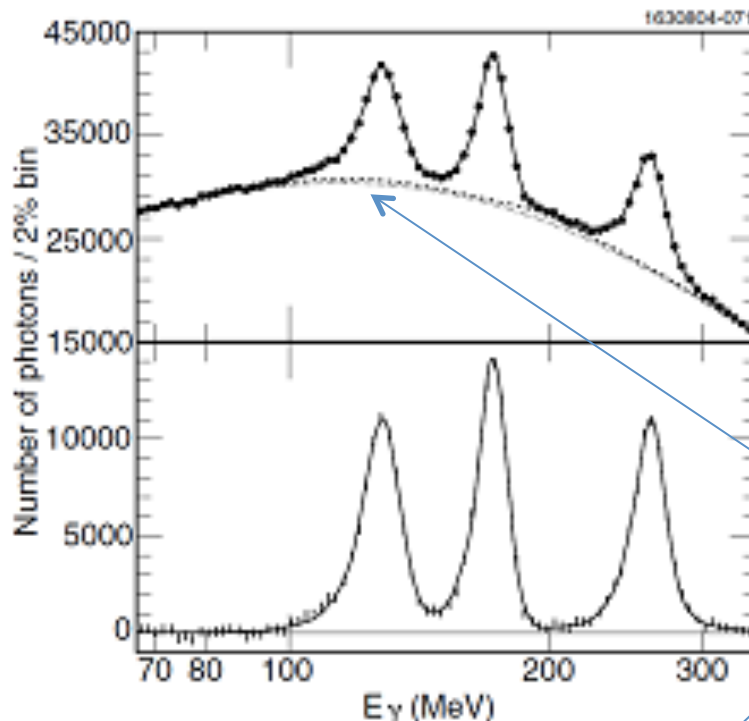
$$P = \frac{1}{1 + \left(\frac{R}{R_0}\right)^2} \quad (1)$$



まとめ

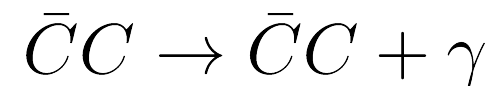
1. ニュートリノ燃焼によるコロナ加熱のミクロな機構
2. 電弱ホール効果によるニュートリノ電磁遷移
3. エネルギーは、inverted hierarchy で丁度良い
大きさに、normal hierarchy では、足りない。
 $T(z) = (z - z_0)^{-2}$ で温度の急激な上昇
4. 太陽フレアでは、ニュートリノエネルギーの1割程度が、磁場(光)に転換される。ニュートリノ・フラックスの大きな減少。
5. 地球電離層における、日変動の一部は、ニュートリノ起源。SN1987A ニュートリノの銀河での吸収。
6. 太陽ニュートリノの、太陽圏ー地球圏での働き。
7. SKやHKの高精度測定で検証可能性。

P^d現象

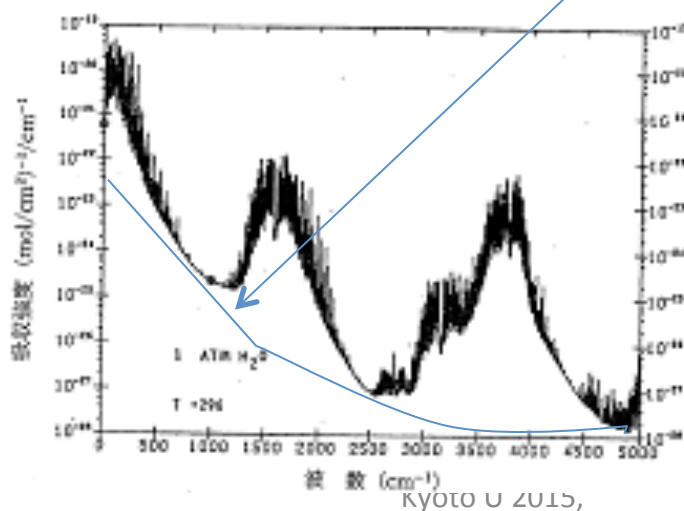


Experiments

クオークニウムからガンマ線



連続スペクトル遷移



水蒸気の赤外線吸収



Other examples of $P^{(d)}$

(1). *Positron annihilation*

(2). *Nuclear reactions*

(3). *Chemical reactions*

(4). *Others(Many)*

(1) e^+ annihilation carbon hydride(chemical reaction)

Experiment: Enhancement for e^+ annihilation ; Z_{eff}/Z_c

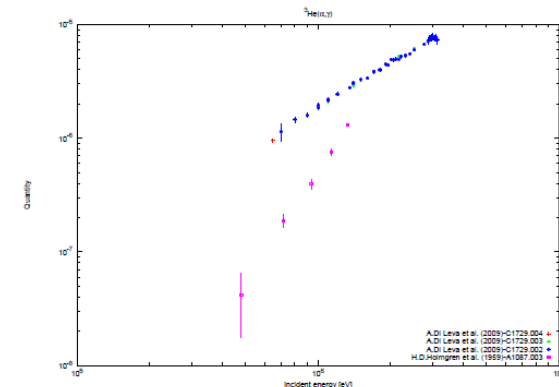
(2) *Nuclear reactions*

$He^3 + He^4 \rightarrow Be^7 + \gamma$ (*primordial nucleosynthesis, sun, others*) (HU Nuclear data – center)

Many other phenomena

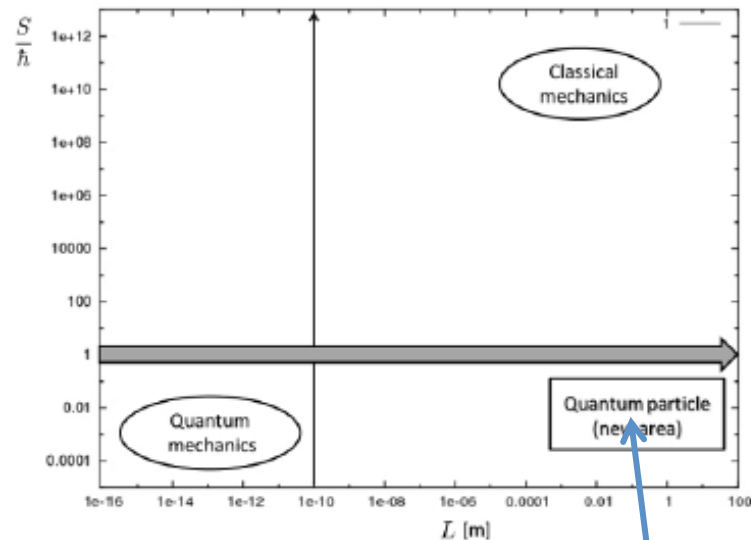
(3) *Absorption Coefficients of molecule*

Envioirement problem



$P^{(d)}$ causes reactions extended to macroscopic areas:

1-1 quantum vs classical
length L vs action S



1-2 electron mass and Bohr radius

$$m_e = 0.5 \text{ MeV}/c^2$$

$$a_0 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{m_e e^2} = r_e \alpha^{-2} = 0.5 \times 10^{-10} \text{ M (Bohr radius)}$$

A new area of
quantum

