T2K実験における重いニュートリノ探索

arXiv:1212.1062. JHEP1303(2013)125.

渡邊 篤史
(京都産業大学益川塾)

共同研究者：淺賀岳彦　（新潟大学）
永島伸多郎（EPFL,Lausanne）

2014年11月9日@日大理工・益川塾連携素粒子物理学シンポジウム

重いニュートリノ

このトークでは、質量が１MeV～５００MeVの
重いステライルニュートリノに着目する

ステライルニュートリノ：普通のニュートリノと同じ量子数を持ち、弱く混合している粒子

$$\nu_\alpha = U_{\alpha i}\,\nu_i + \Theta_\alpha N$$

弱い相互作用の固有状態
$\alpha = e, \mu, \tau$

牧・中川・坂田行列

質量の固有状態
$i = 1, 2, 3$

$\Theta_{\alpha i} \ll 1$

このようにニュートリノと混合する中性レプトンは、標準模型の拡張に頻繁に登場する

例）シーソー機構

標準模型に、ゲージ無色の
フェルミオンを導入する

$$\mathcal{L}_{\rm Yukawa} = Y_e \overline{L}\, e_R H \,+\, Y_\nu \overline{L}\, \nu_R H^* + \frac{1}{2} M \nu_R \nu_R + \text{h.c.}$$

$$\mathcal{M} = \begin{array}{c} \\ \nu_L \\ \nu_R \end{array} \begin{array}{c} \begin{array}{cc} \nu_L & \nu_R \end{array} \\ \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \end{array}$$

$m_D \ll M$ なら $\begin{array}{l} m_\nu \simeq \frac{m_D^2}{M} \\ m_N \simeq M \end{array}$

$$\nu_L \simeq \nu + \frac{m_D}{M} N$$

典型的な右巻きニュートリノの質量スケールは、

$$M = \frac{m_D^2}{m_\nu} = \frac{(100\,\text{GeV})^2}{0.1\,\text{eV}} = 10^{14}\,\text{GeV}$$

いろいろなステライルニュートリノ

典型的な「スーパーヘビー」シナリオ以外にも、
軽い質量の場合も現象論的におもしろい

- eV ステライルニュートリノ　⇒　modified neutrino oscillation

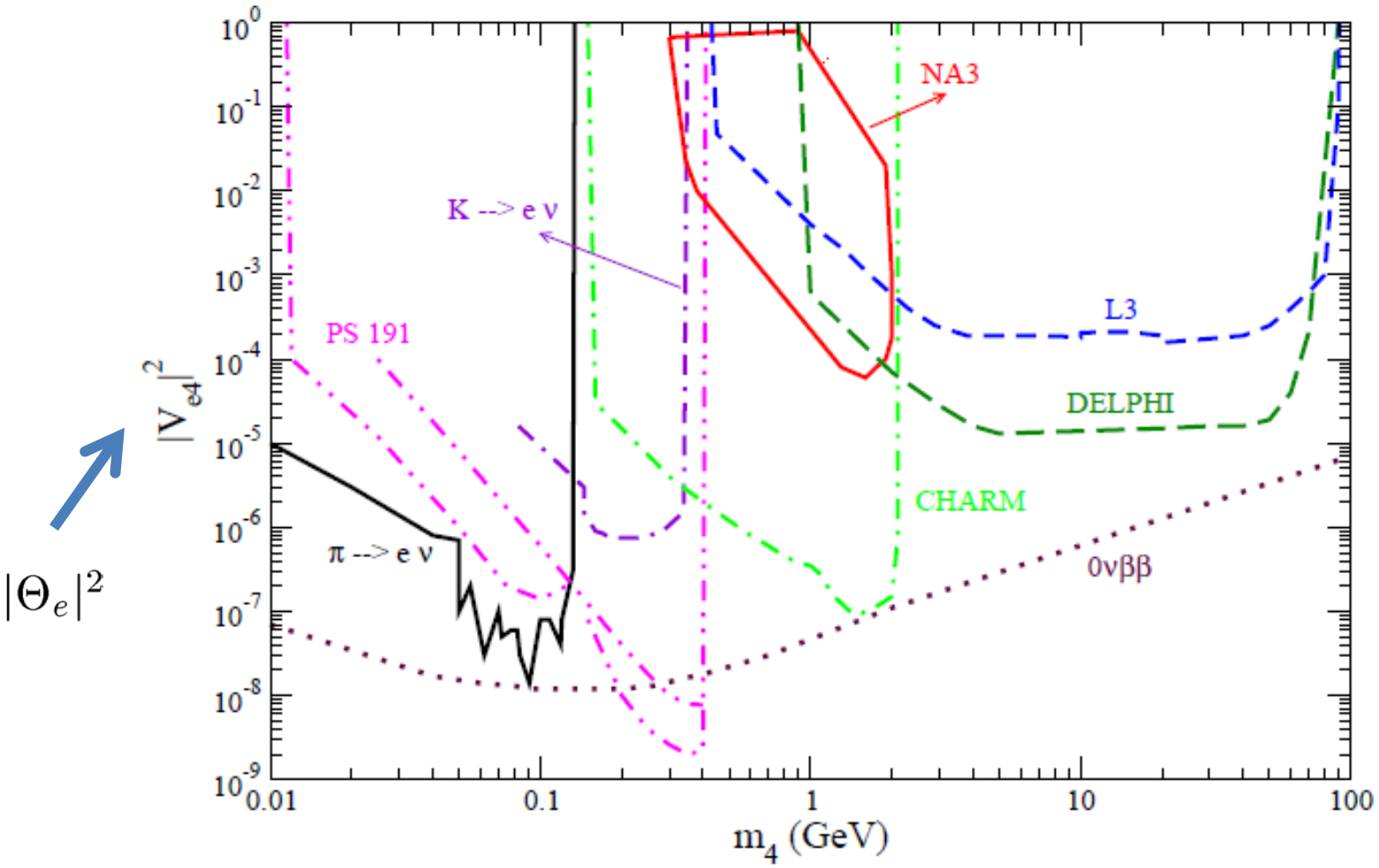
- keV ステライルニュートリノ　⇒　ダークマター候補
[Dodelson,Widrow,1994; Shi,Fuller,1999; Dolgov,Hansen,2002;….]

- パルサーキック、超新星爆発
[Kusenko,Segre,1997; Fuller,Kusenko,Mocioiu,Pascoli,2003; …]

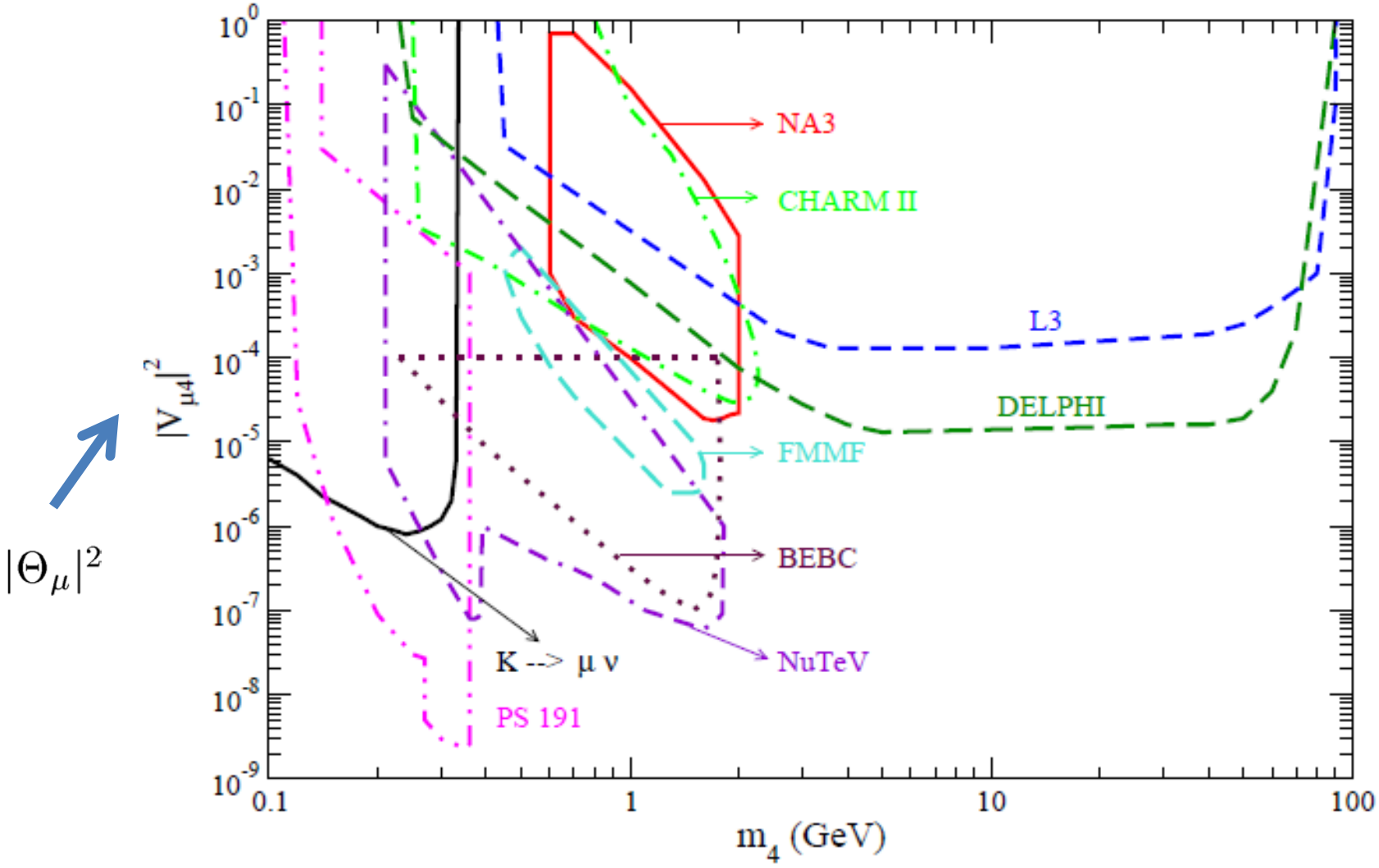
- バリオン数生成
[Akhmedov,Rubakov,Smirnov,1998]

- vMSM
[Asaka,Blanchet,Shaposhnikov,2005]

これまでの実験からの制限



[Atre,Han,Pascoli,Zhan,'09]



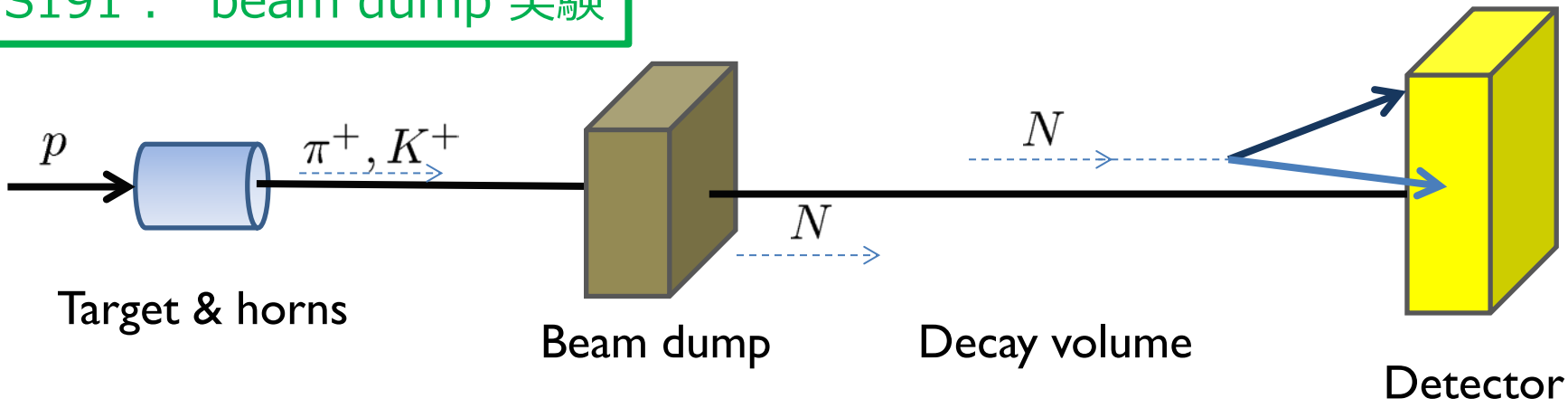
140 MeV < M < 500 MeV の領域では、PS191(1984)の制限が最も強い

T2K実験における重いニュートリノ探索

なぜT2K?

140 MeV < M < 500 MeV の領域では、PS191(1984)が最強

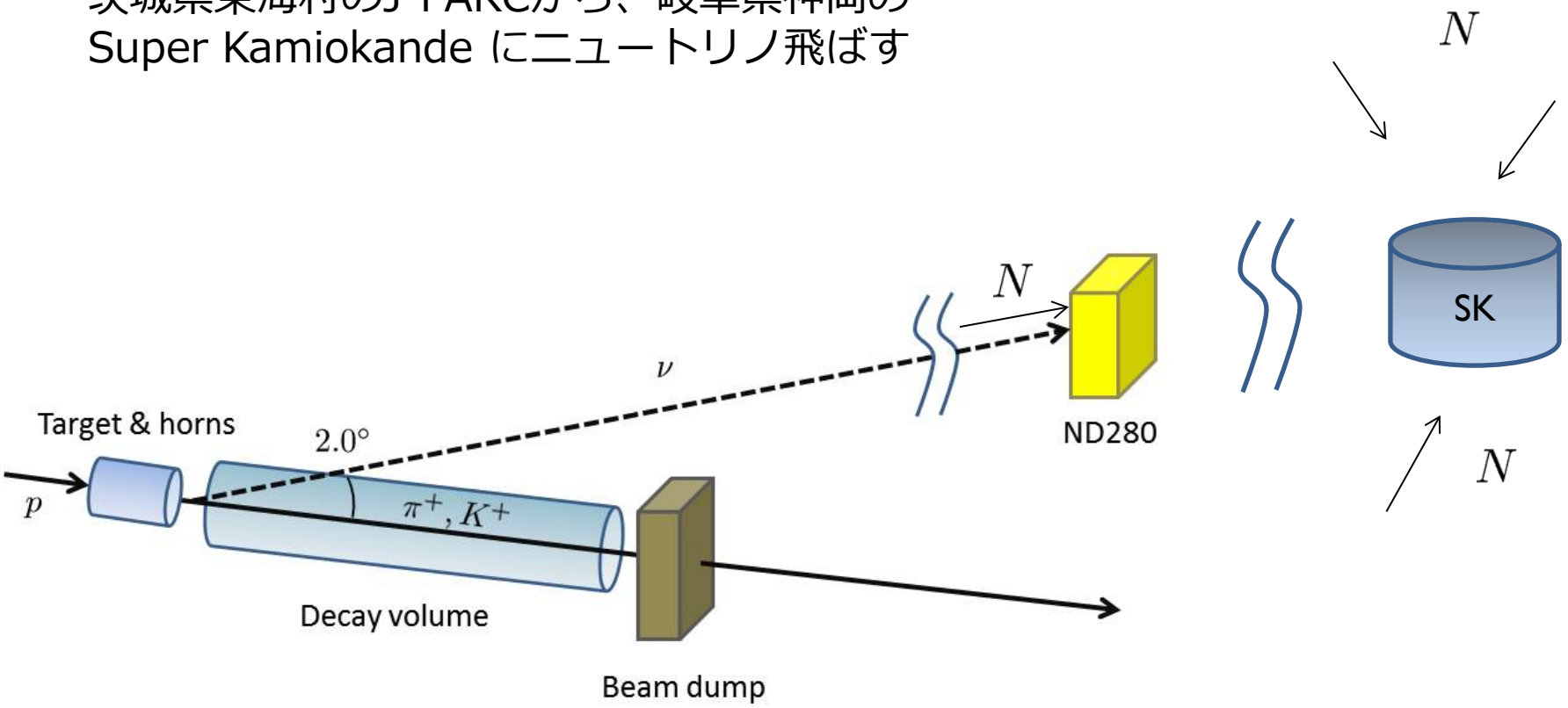
PS191 :　beam dump 実験



	PS191	T2K	MINOS	MiniBooNE	SciBooNE
POT	0.86×10^{19}	10^{21}	10^{21}	10^{21}	10^{21}
$(\text{Distance})^{-2}$	$(128\,\text{m})^{-2}$	$(280\,\text{m})^{-2}$	$(1\,\text{km})^{-2}$	$(541\,\text{m})^{-2}$	$(100\,\text{m})^{-2}$
Volume	$216\,\text{m}^3$	$88\,\text{m}^3$	$303\,\text{m}^3$	$524\,\text{m}^3$	$15.3\,\text{m}^3$
Events	1	9.9	2.7	15.8	13.5

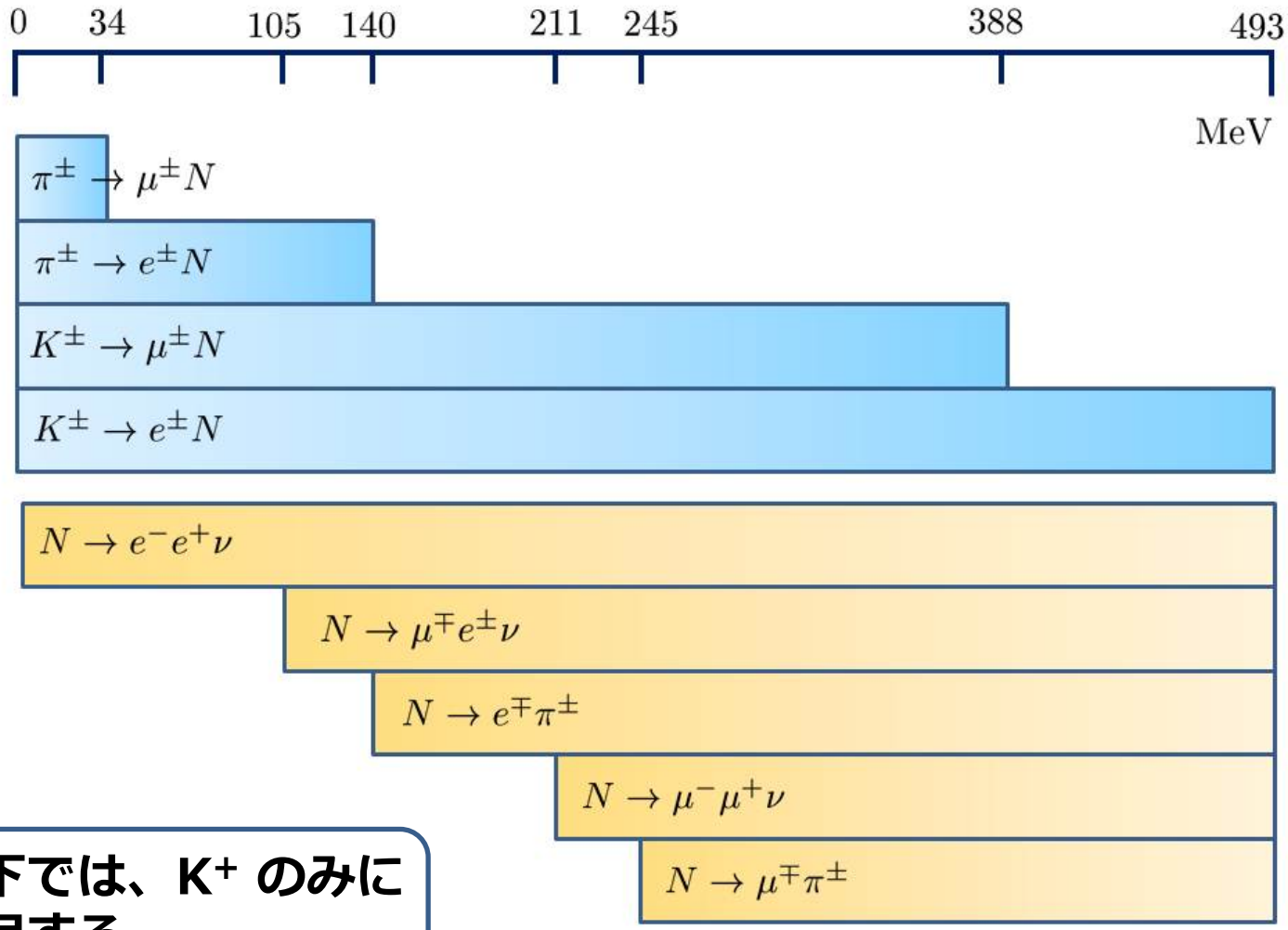
T2K

茨城県東海村のJ-PARCから、岐阜県神岡の
Super Kamiokande にニュートリノ飛ばす



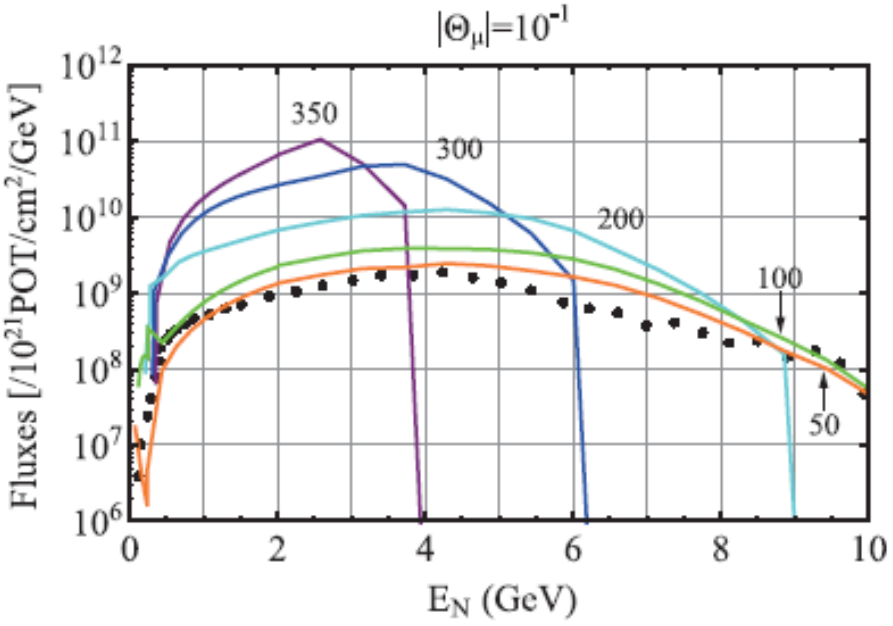
- Ep = 31 GeV
- off-axis ⇒ ニュートリノのエネルギーを、低エネルギーに絞る

重いニュートリノNの生成、検出過程



以下では、K^+ のみに注目する

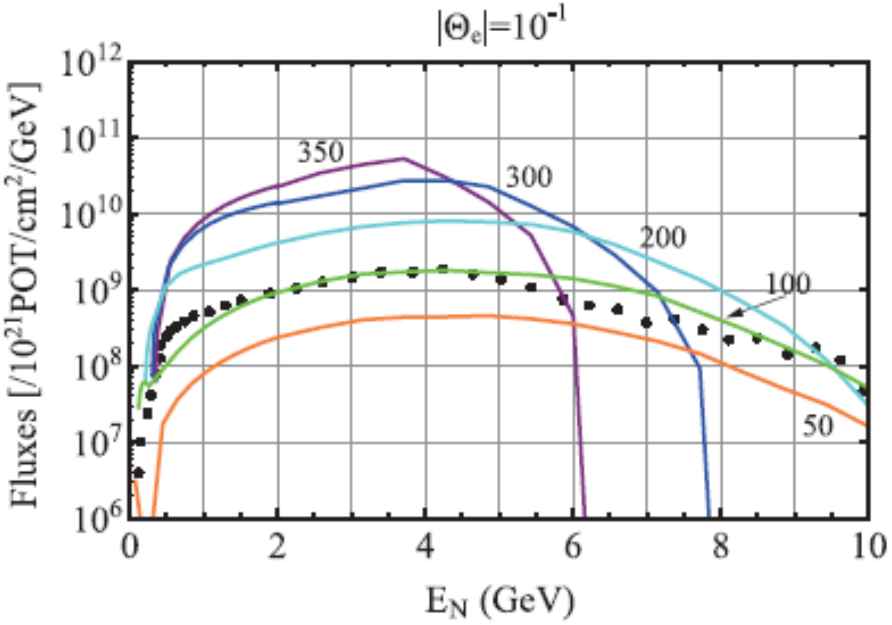
重いニュートリノのフラックス



$K^+ \to \mu^+ N$ のみの場合

- 質量が、350,300,200,100,50 MeV の場合
- 点は、$|\Theta|^2 \times \nu_\mu$のフラックス

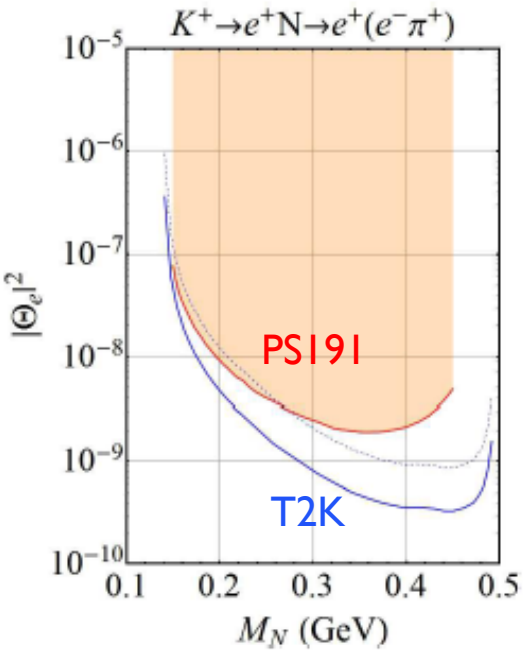
$K^+ \to e^+ N$ のみの場合



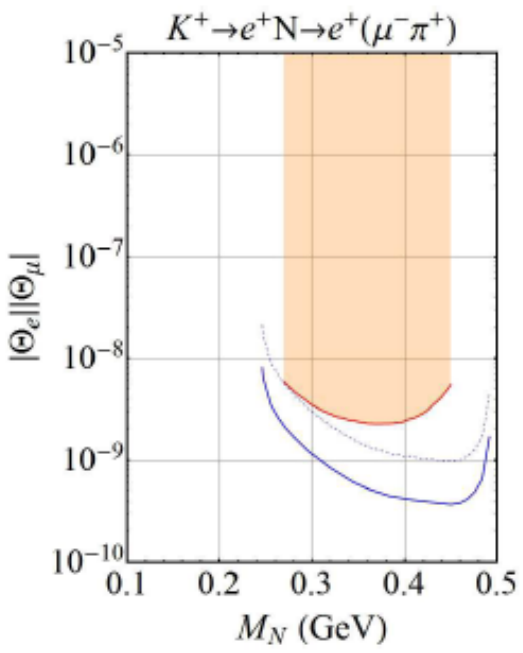
ナイーブな予想　「$|\Theta|^2 \times \nu_\mu$のフラックス」よりも、質量が大きくなると低エネルギーで大きくなる

- カイラリティ抑制 (増幅)
- Phase space の効果

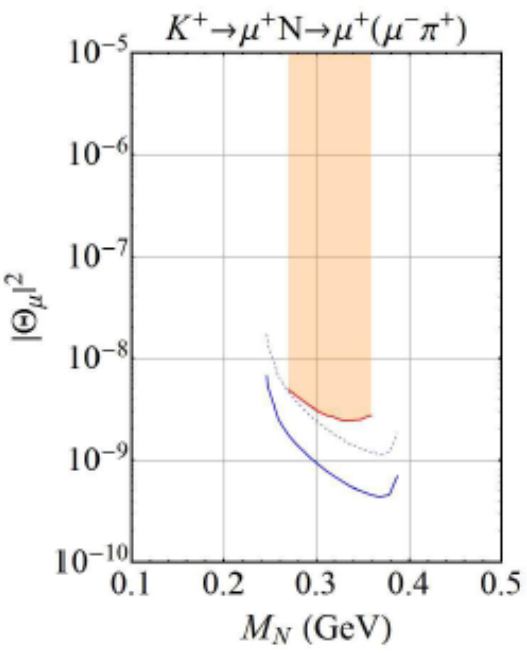
2体崩壊のモードからの制限



$N \to e^-\pi^+$



$N \to \mu^-\pi^+$



$N \to \mu^-\pi^+$

- 赤の実線は、PS191の制限(90%CL)
- 青の実線は、ゼロイベント、ゼロバックグラウンドのときの90%CLでの排除領域
- 青の点線は、V = 9 m^3 の場合 (Full volume は61.25 m^3) ⇒　次のスライド

バックグラウンドに対するコメント

アクティブニュートリノの相互作用

$$\nu_\mu + n \to \mu^- + \pi^+ + n \qquad (\mathrm{CC} - n\pi^+)$$

$$\nu_\mu + {}^{16}\mathrm{O} \to \mu^- + \pi^+ + {}^{16}\mathrm{O} \qquad (\mathrm{CC} - \mathrm{coherent}\ \pi^+)$$

～7300 イベント/10^{21} POT/ton

[Karlen'05]

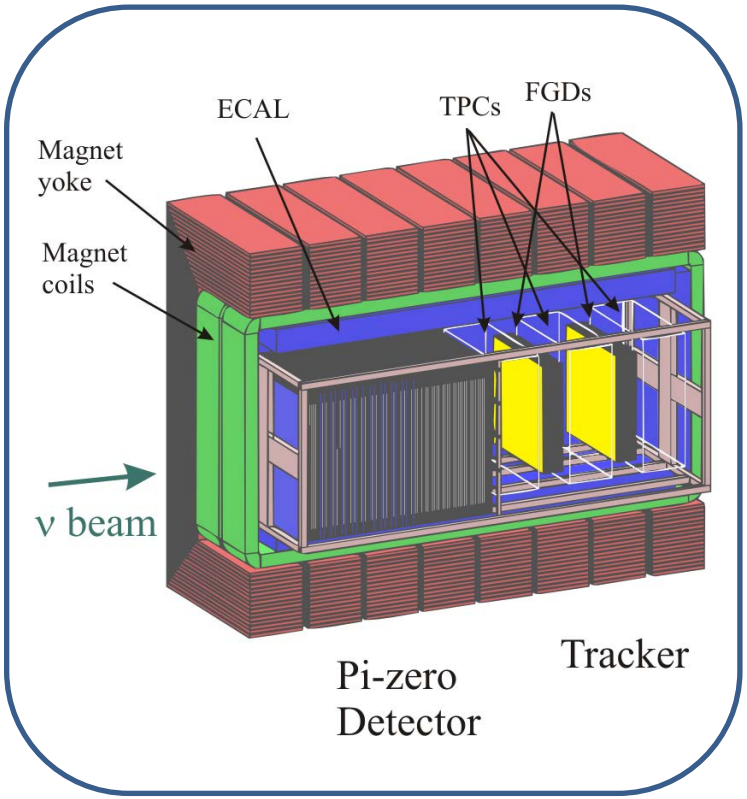
- μ-とπ+の運動量の不変質量分布

⇒ シグナルは重いニュートリノの質量のところで鋭いピーク．バックグラウンドはなだらかな分布（？）

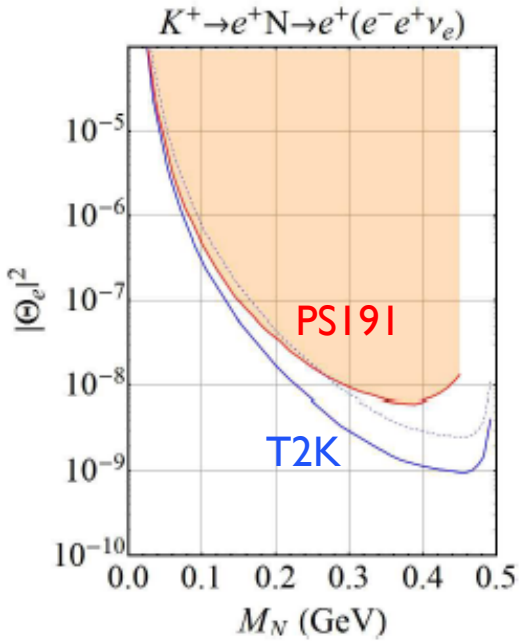
- イベントを、TPCのアルゴンガス中で起きるものに限定すれば、バックグラウンドを抑えられる

～80 イベント/10^{21} POT

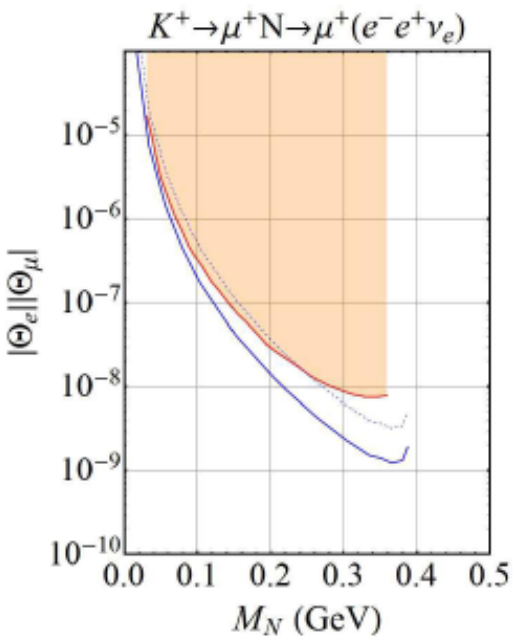
- ν_e はν_μよりおよそ2桁少ないので、$N \to e^- \pi^+$は有望



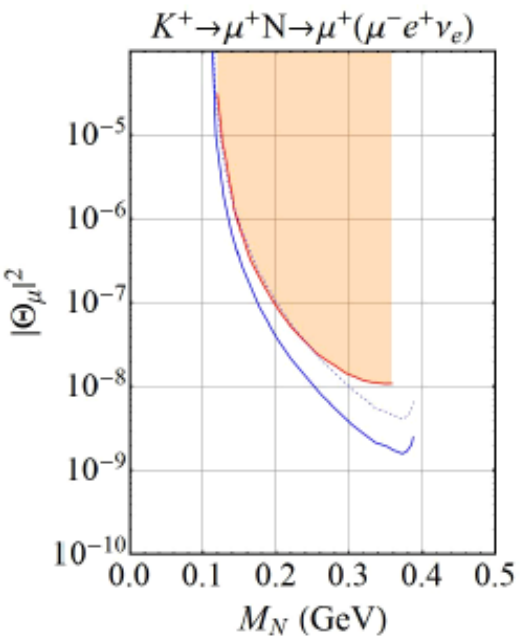
3体崩壊モードからの制限



$N \to e^- e^+ \nu$



$N \to e^- e^+ \nu$



$N \to \mu^- e^+ \nu$

- N → e-e+v は、π^0の崩壊がバックグラウンドとなる．他に比べて有望ではない
- N → μ-e+v に対しては、ν_μのCCからできるDメソンのsemi-leptonic decay があるが、T2Kでは高エネルギーのニュートリノは少ないのでこれはあまり起きない
- N → μ-μ+v も有望

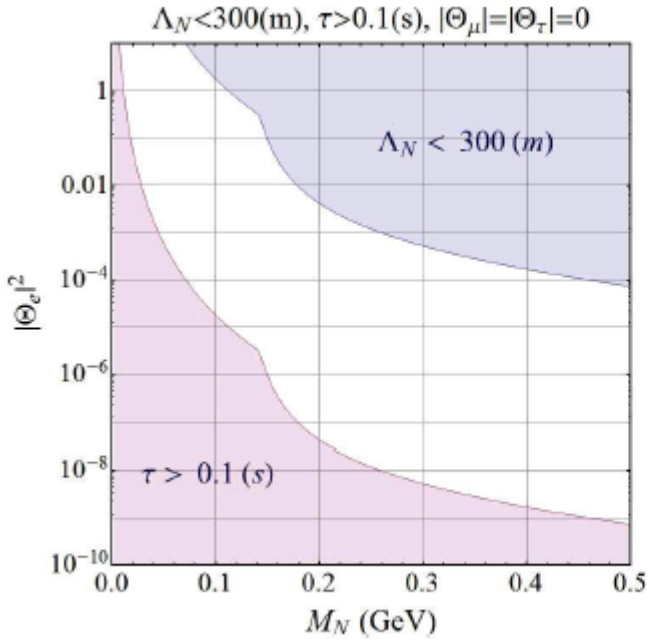
＊チャームの生成断面積は、全断面積の1%（4%）@5GeV（15GeV）

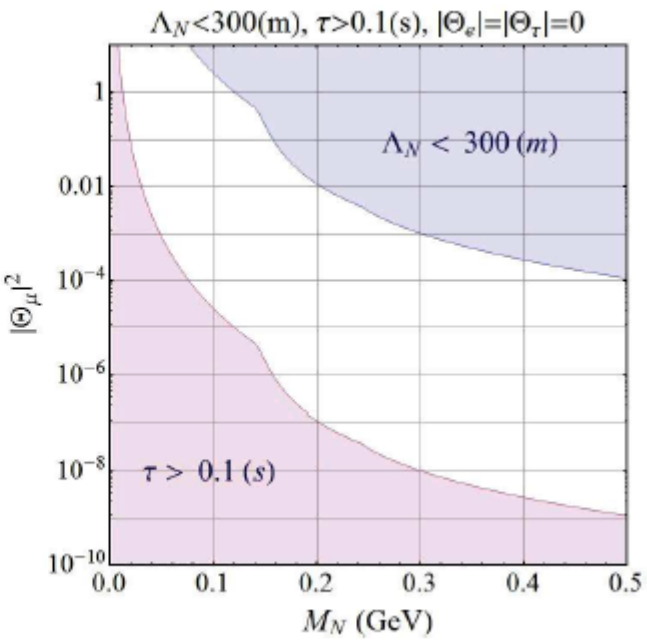
Summary

質量が１MeV から５００MeVの重いニュートリノの、
T2K実験での detectability を調べた

- T2Kは過去最強のPS191と比べて同等もしくはそれ以上(とくにN → e- π +)
- Kaon由来のフラックスの計算において、重いニュートリノの質量 (M_N > 100 MeV)の効果はかなり重要.　$\Phi_N \neq |\Theta|^2\Phi_\nu$
- 大気中での生成＋SKでの検出も、補助的な役割をはたすかも

Backup


Λ_N<300(m), τ>0.1(s), $|\Theta_\mu|=|\Theta_\tau|=0$
$\Lambda_N < 300\,(m)$
$\tau > 0.1\,(s)$
$|\Theta_e|^2$
M_N (GeV)
1
0.01
10^{-4}
10^{-6}
10^{-8}
10^{-10}
0.0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5


Λ_N<300(m), τ>0.1(s), $|\Theta_e|=|\Theta_\tau|=0$
$\Lambda_N < 300\,(m)$
$\tau > 0.1\,(s)$
$|\Theta_\mu|^2$
M_N (GeV)
1
0.01
10^{-4}
10^{-6}
10^{-8}
10^{-10}
0.0
0.1
0.2
0.3
0.4
0.5

混合は大きくなり得るのか？

ナイーブには・・・

$$\mathcal{M}_\nu = \begin{pmatrix} 0 & m_D \\ m_D & M \end{pmatrix} \qquad m_\nu = \frac{m_D^2}{M} \qquad \Theta \simeq \frac{m_D}{M}$$

$$\Theta^2 = \frac{m_\nu}{M} = 0.5 \times 10^{-10} \left(\frac{\mathrm{GeV}}{M}\right)$$

因みに湯川結合は

$$y_\nu = \frac{\sqrt{m_\nu M}}{v} \sim 4 \times 10^{-8} \left(\frac{M}{\mathrm{GeV}}\right)^{\frac{1}{2}}$$

ただし2世代以上の場合には・・・

$$m_\nu = \sum_i m_{D_i} m_{D_i}^{\mathrm{T}} \frac{1}{M_i}$$

複数の寄与の間でキャンセルが起こり、
固有値が小さくなる場合がある

例えば、

$$\mathcal{M}_\nu = \left(\begin{array}{cc|cc} 0 & 0 & a & 0 \\ 0 & 0 & b & 0 \\ \hline a & b & 0 & M \\ 0 & 0 & M & 0 \end{array}\right) \quad \Rightarrow \quad m_\nu = 0$$

e.g., グローバルなU(1)

	ν_{R_1}	ν_{R_2}	l	e_R
$U(1)$	q	$-q$	q	q

[Shaposhnikov'06]

ニュートリノ質量には寄与しないが、ニュートリノと大きな混合をもつ中性レプトンが存在する場合もある

ニュートリノ質量 ⇐ シーソー機構

alternative
- 対称性の破れ
- 時空の幾何
- radiative
- ・・・

フラックスの計算

p + C 散乱におけるメソンのスペクトラム、
ホーンによる運動量の変化、
ビームライン、検出器の3Dジオメトリー …

本格的な計算は、
非常に複雑

T2K collaboration による active neutrino のフラックスの
シミュレーションの結果を出すように、親のK^+のフラックスを
モデリングする

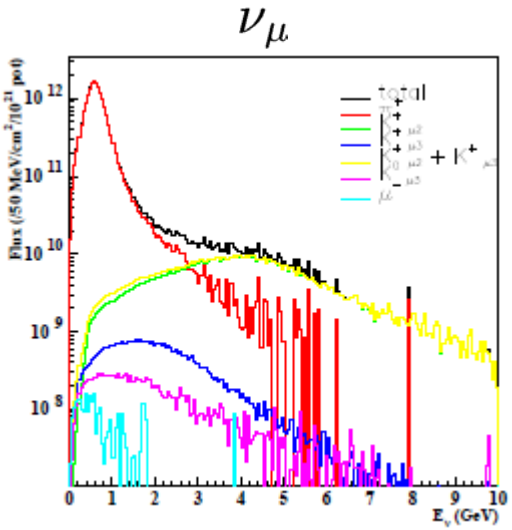
そのK^+のフラックスをつかって、検出器に入ってくるNの数
を(単純化されたジオメトリーに基づいて)計算する

アクティブニュートリノのフラックス

アクティブニュートリノのソース項

$$S_\nu(E_\nu,\theta,\phi,l) = \int_0^\infty dp_K \frac{\phi_K(p_K,l)}{\beta(1/\Gamma)\gamma}\frac{1}{\Gamma}\frac{d^3\Gamma}{dE_\nu d\cos\theta d\phi}$$

- Kのスペクトラム
- 崩壊長
- エネルギー・角度分布



[Abgrall'11]

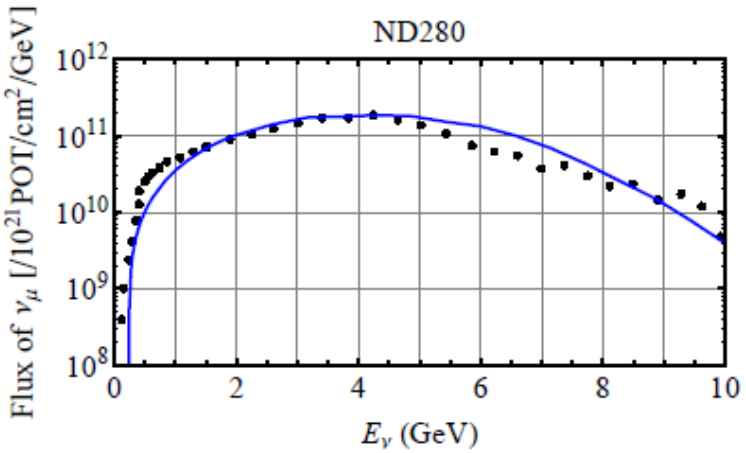
アクティブニュートリノのフラックス

$$\phi_{\nu_\mu}(E_\nu) = \int_0^{l_f} dl \int_{-1}^{1} d\cos\theta \int_0^{2\pi} d\phi \frac{1}{A} S_\nu(E_\nu,\theta,\phi,l)\, P(\theta,\phi),$$

- 検出器の張る面積
- 射影関数

重いニュートリノのソース項

$$S_N(E_N,\theta,\phi,l) = \int_0^\infty dp_K\, \phi_K(p_K,l) \left(\frac{m_K}{p_K}\right) \sum_{i=1}^{2} \frac{d^3\Gamma_i}{dE_N d\cos\theta d\phi},$$



検出器での崩壊イベント

$$\text{Events} \simeq \int_{M_N}^{\infty} dE_N \; \phi_N(E_N) \, \frac{V}{\lambda},$$

ND280 の体積

注目する崩壊モードの崩壊長

まずはPS191との比較の為に、

- N は Dirac
- Nの3体崩壊における NCの効果は無視する
- Nの生成において、K+ → μ+N または K+ → e+N のどちらか一方がドミナント

の単純化の下で解析をする

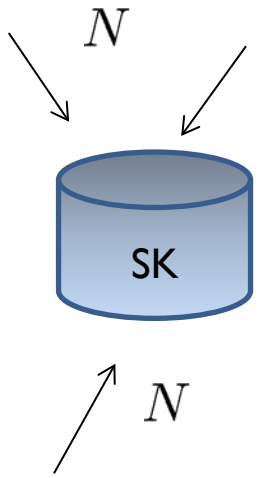
Atmospheric heavy neutrinos

The main production processes

$$\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} N$$
$$\mu^{\pm} \to e^{\pm} \nu_e (\bar{\nu}_e) N$$

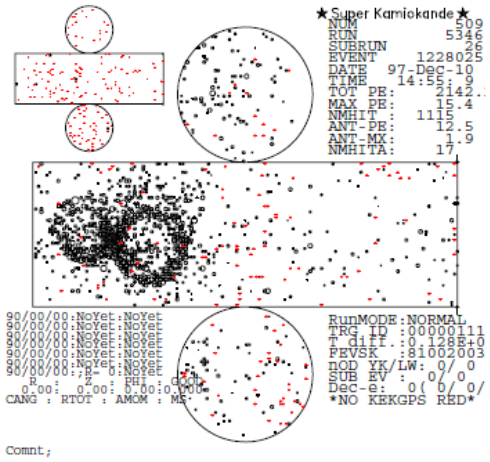
for

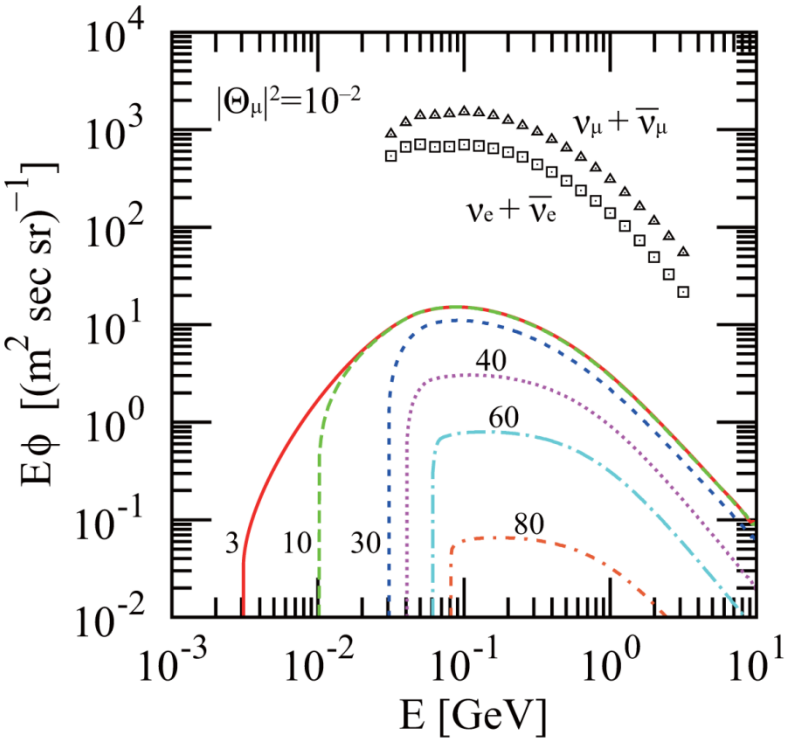
$$M_N < m_\pi - m_\mu \approx 35\,\mathrm{MeV}$$
$$M_N < m_\mu - m_e \approx 105\,\mathrm{MeV}$$



検出過程は $N \to e^- e^+ \nu$

Two fuzzy rings





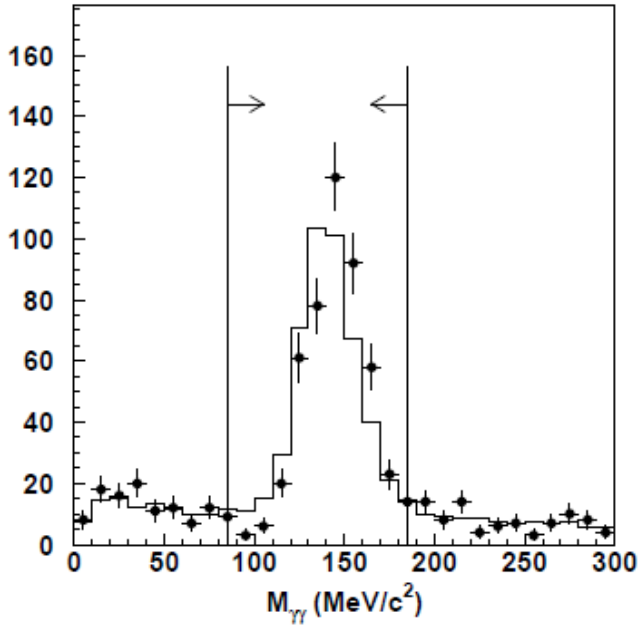
Atmospheric heavy neutrinos

$\pi^0 \to 2\gamma$ がバックグラウンド

Invariant mass

$$
\begin{aligned}
&(p_{e-} + p_{e+})^2 \\
&= (q - p_\nu)^2 \\
&= M_N^2 - 2qp_\nu \\
&= M_N^2 - 2M_N E_\nu \\
&\approx \frac{1}{3} M_N^2
\end{aligned}
$$

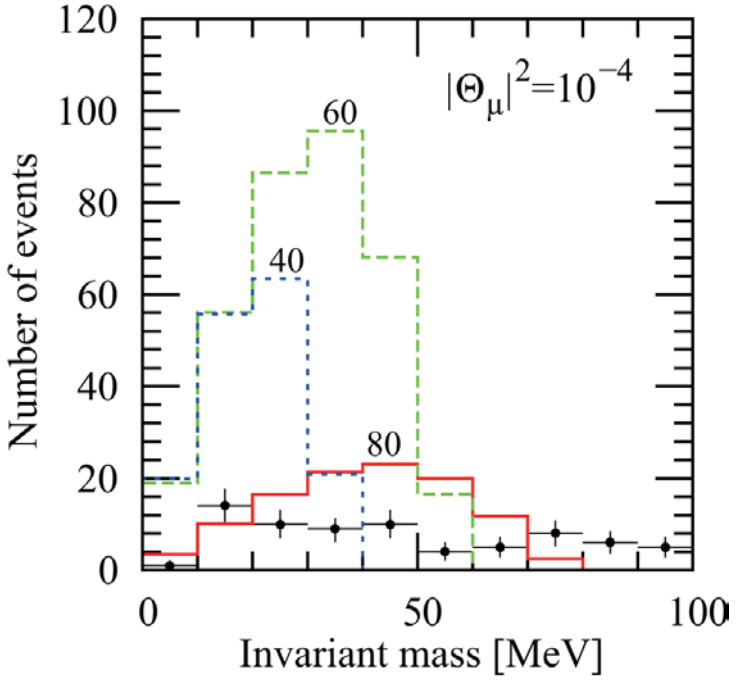
$\langle E_\nu \rangle \simeq \frac{1}{3} M_N$

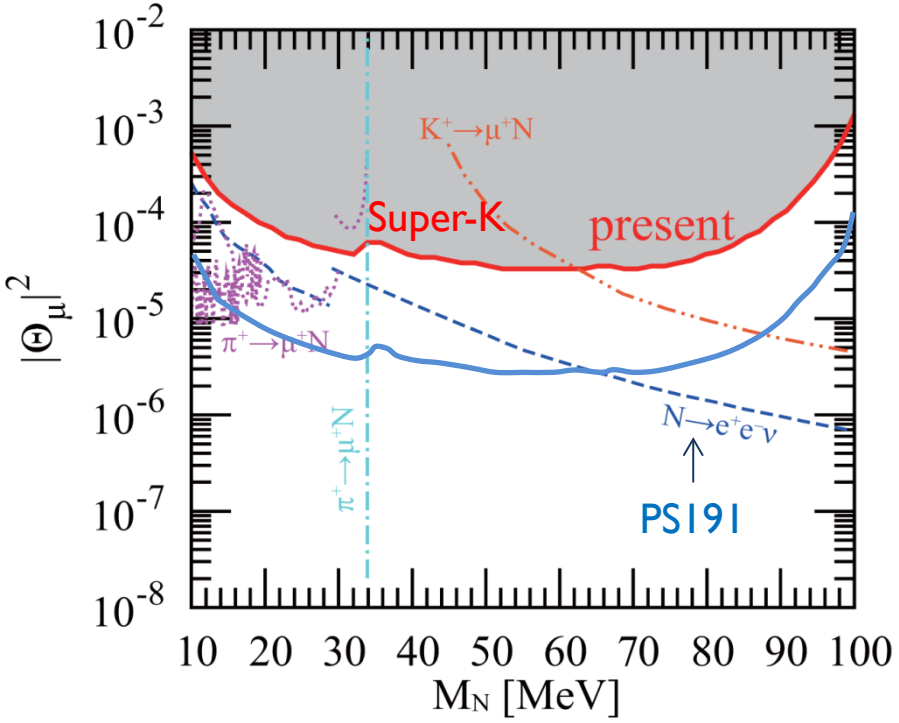


[Nakayama,2003]

1489 days data of Super-Kamiokande

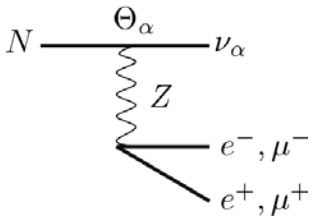
Atmospheric heavy neutrinos





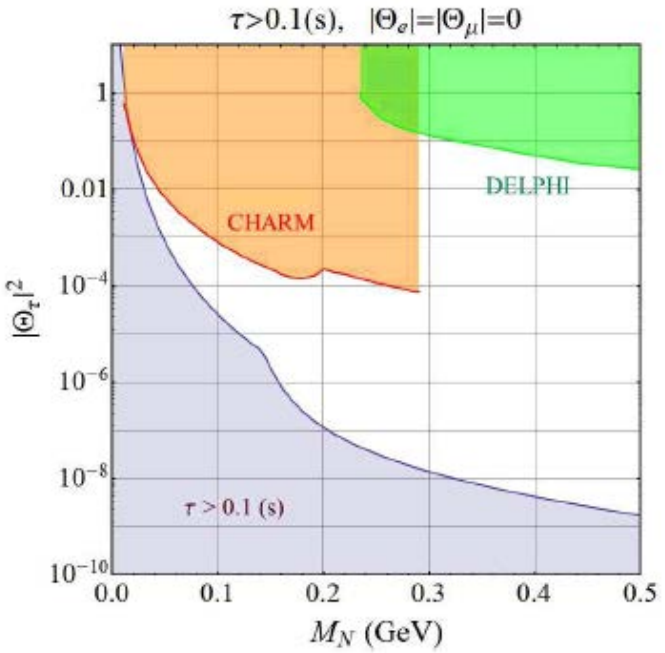
- Upper bound of the mixing: $|\Theta_\mu|^2 < 10^{-4}$ for 20 MeV < M_N < 80 MeV
- Though it is weaker than the present accelerator bound, further data accumulation is interesting

Θτについて



Θτは、生成には現れないが、
崩壊過程にNCの寄与を通じて効く

Θτは、πやKの崩壊には現れないので、
ΘeやΘμに比べて制限は弱い



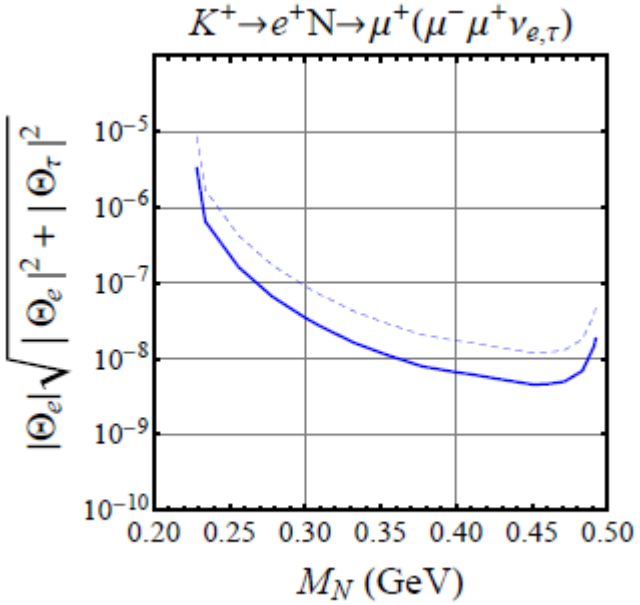
例えば…

$|\Theta_e|, |\Theta_\tau| \gg |\Theta_\mu|$ かつ $M_N > 211\,\mathrm{MeV}$

⇒ $|\Theta_e|\sqrt{|\Theta_e|^2 + |\Theta_\tau|^2}$ に対する制限

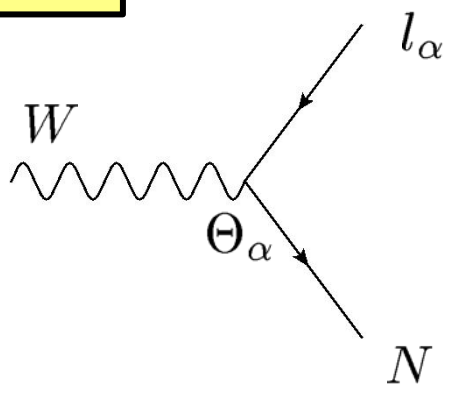
e.g., 300 MeV < M_N < 400 MeV で $|\Theta_e|^{-4.5}$, $|\Theta_\tau|^{-2.5}$

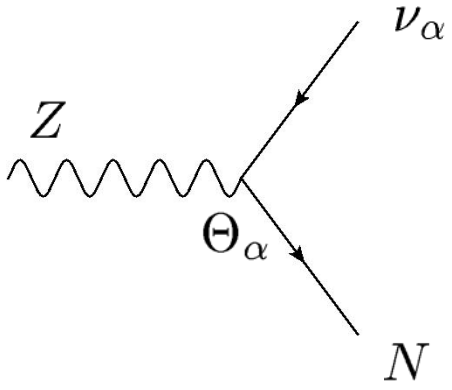
⇒ N → μ-μ+ν も N → e-π+ もみえる



重いニュートリノの相互作用

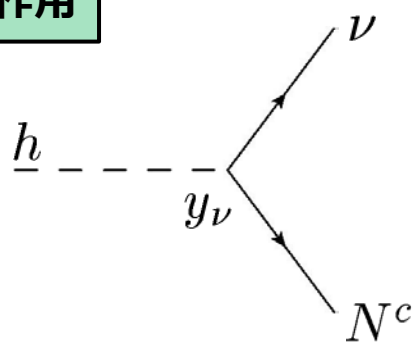
ゲージ相互作用





普通のニュートリノと同様だが、混合によって抑制される

湯川相互作用



$$m_D \ll M \rightarrow \Theta \simeq \frac{m_D}{M} = \frac{y_\nu v}{M}$$

EWより軽いステライルニュートリノでは
無視できる

主な検出ストラテジー

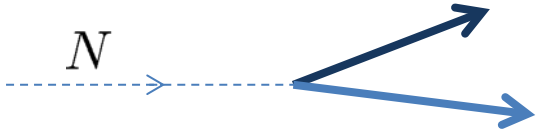
- メソンの崩壊における kinematics

$$\pi^{\pm} \to \mu^{\pm} N \qquad K^{\pm} \to \mu^{\pm} N$$
$$\pi^{\pm} \to e^{\pm} N \qquad K^{\pm} \to e^{\pm} N$$

$$E_l = \frac{m_{\pi/K}^2 + m_l^2 - m_N^2}{2m_{\pi/K}}$$

- 崩壊をみる

$$N \to e^- e^+ \nu,\ N \to e^{\pm}\pi^{\mp},\ N \to \mu^{\pm}\pi^{\mp}, \ldots \text{etc.}$$



荷電粒子のトラック

- 衝突実験 (Belle, BaBar, Tevatron, LHC, …)