

中間エネルギーの重イオン衝突 における強い電磁場の物理

田屋 英俊
(理研iTHEMS)

言いたいこと

$\sqrt{s_{NN}} = 0(1-10 \text{ GeV})$ の中間重イオン衝突は強い電磁場の物理的にもおもしろい (かも)

- 昨年10月のREIMEIワークショップの掘り下げ
- ハドロン輸送模型(JAM)を用いた比較的現実的な電磁場強度の推定
⇒ $O(10 \text{ MeV})$ 以上のそこそこ強い電磁場が長寿命 $O(10 \text{ fm}/c)$ できる
⇒ 非線形QED研究の良い舞台かも。QCD過程への影響も無視できないだろう
- しかし、良い物理過程/観測量が現時点で頭にあるわけじゃないし、よくわからないこともたくさんあるので、ぜひ議論してください

1. 強い電磁場の物理のレビュー

2. 高エネルギーの重イオン衝突における強い電磁場の物理

- 電磁場の強度・寿命と非摂動性

3. 中間エネルギーの重イオン衝突における強い電磁場の物理

- ハドロン輸送模型(JAM)を用いた電磁場強度の推定

[Nishimura (Osaka), Ohnishi (Kyoto), HT, in progress]

(4. 強い電場の物理の例: 真空崩壊と光子の伝搬の変化)

[HT, Ironside (Curtin), in progress]

1. 強い電磁場の物理のレビュー

2. 高エネルギーの重イオン衝突における強い電磁場の物理

3. 中間エネルギーの重イオン衝突における強い電磁場の物理

[Nishimura (Osaka), Ohnishi (Kyoto), [HT](#), in progress]

4. 強い電場の物理の例: 真空崩壊と光子の伝搬の変化

[[HT](#), Ironside (Curtin), in progress]

5. まとめ

強い電磁場という極限環境

始状態

終状態



真空
(=電磁場なし)

画像は以下から借用

<https://news.line.me/detail/oa-walkerplus/59d36b1b92da>

<https://ananweb.jp/anan/319760>

<https://twitter.com/1007hiro/status/1274596230136344576>

強い電磁場という極限環境

始状態

終状態



時間発展

真空
(=電磁場なし)

弱い電磁場
($eF/m^2 \lesssim 1$)

強い電磁場
($eF/m^2 \gtrsim 1$)

画像は以下から借用

<https://news.line.me/detail/oa-walkerplus/59d36b1b92da>

<https://ananweb.jp/anan/319760>

<https://twitter.com/1007hiro/status/1274596230136344576>

強い電磁場という極限環境



真空
(=電磁場なし)

弱い電磁場
($eF/m^2 \lesssim 1$)

強い電磁場
($eF/m^2 \gtrsim 1$)

ほとんど変化なし
⇒ 摂動的
⇒ 実験・理論的
によくわかっている

例) 電子の異常磁気モーメント $a := \frac{g-2}{2}$
 $a(\text{theor.}) = 1159652182.03 \dots \times 10^{-12}$
 $a(\text{exp.}) = 1159652180.73 \dots \times 10^{-12}$

[Aoyama, Kinoshita, Nio (2017)]

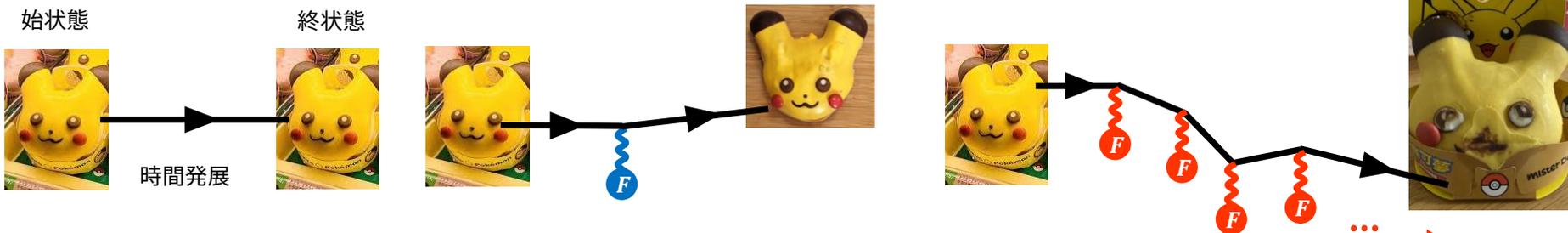
画像は以下から借用

<https://news.line.me/detail/oa-walkerplus/59d36b1b92da>

<https://ananweb.jp/anan/319760>

<https://twitter.com/1007hiro/status/1274596230136344576>

強い電磁場という極限環境



真空
(=電磁場なし)

弱い電磁場
($eF/m^2 \lesssim 1$)

強い電磁場
($eF/m^2 \gtrsim 1$)

ほとんど変化なし

⇒ 摂動的

⇒ 実験・理論的
によくわかっている

めちゃくちゃ違う！

⇒ 非摂動的

⇒ 実験・理論的に
あまり開拓されていない

例) 電子の異常磁気モーメント $a := \frac{g-2}{2}$

$$a(\text{theor.}) = 1159652182.03 \dots \times 10^{-12}$$

$$a(\text{exp.}) = 1159652180.73 \dots \times 10^{-12}$$

[Aoyama, Kinoshita, Nio (2017)]

画像は以下から借用

<https://news.line.me/detail/oa-walkerplus/59d36b1b92da>

<https://ananweb.jp/anan/319760>

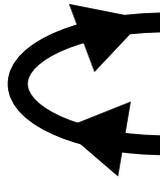
<https://twitter.com/1007hiro/status/1274596230136344576>

強い電磁場の物理

✓ 新しいQED素過程 ($eF/m_e^2 \gtrsim 1$)

Review: [Fedotov, Ilderton, Karbstein, King, Seipt, HT, Torgrimsson (2022)]

例) Schwinger機構



光子分裂



真空複屈折

(= 屈折率の偏極依存性)

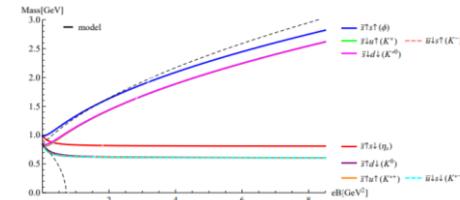
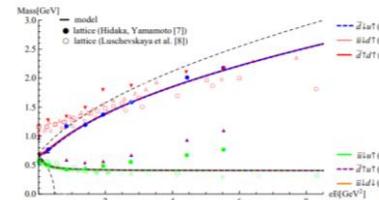


✓ QCDやハドロン物理への影響 ($eF/\Lambda^2 \gtrsim 1$ (or 非閉じ込め相 $\Rightarrow eF/m_{\text{current } q \text{ mass}}^2 \gtrsim 1$))

例1) ハドロンの性質:

e.g., 質量, 電荷分布, 崩壊モード, ...

See also recent review [Iwasaki, Oka, Suzuki (2021)]



[HT (2015)]

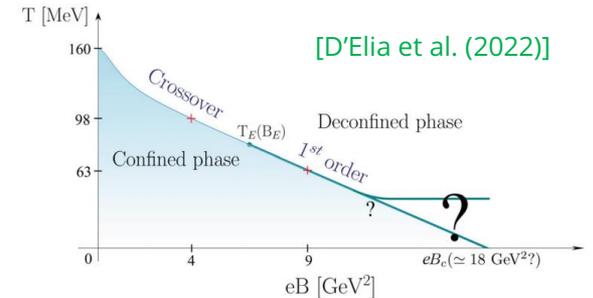
例2) QCD相図

e.g., (inverse) magnetic catalysis, 新しい相, ...

例3) その他: 異常輸送現象,

(カラー電磁場に対する) グラズマやString breaking, ...

Many reviews, e.g., [Kharzeev, Liao, Voloshin, Wang (2016)] [Hattori, Huang (2017)] ...



[D'Elia et al. (2022)]

いろいろ理論的に議論されてるが、実験的に見つかったことは (ほぼ) ない

「超」強力な電磁場が必要

✓ 最低必要な強さ: $eE, eB \text{ MeV}^2 > m_e^2 = (0.511 \text{ MeV})^2 \approx 0(10^{28} \text{ W/cm}^2)$

LED $\approx 10^{-5} \text{ W/cm}^2$



虫眼鏡 $\approx 10^3 \text{ W/cm}^2$



レーザー加工機 $< 10^{10} \text{ W/cm}^2$



「超」強力な電磁場が必要

✓ 最低必要な強さ: $eE, eB \text{ MeV}^2 > m_e^2 = (0.511 \text{ MeV})^2 \approx O(10^{28} \text{ W/cm}^2)$

LED $\approx 10^{-5} \text{ W/cm}^2$



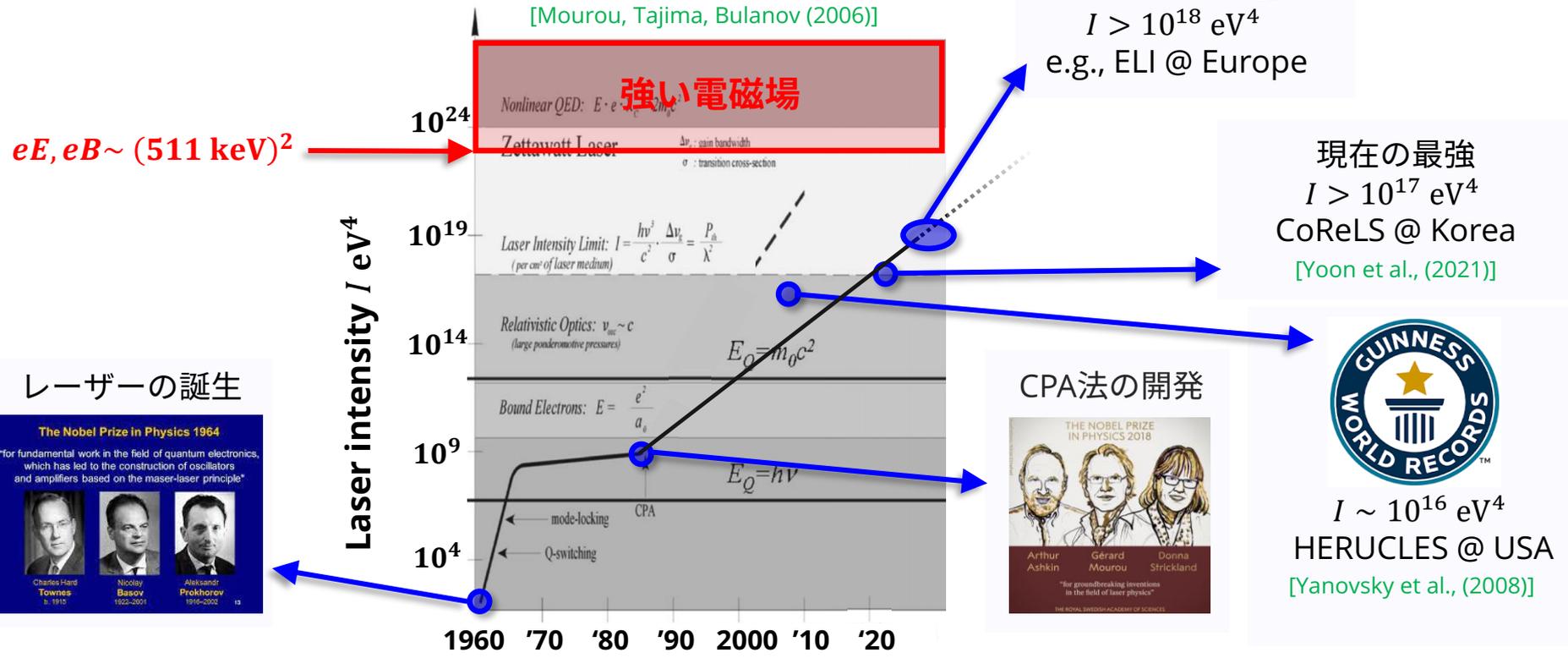
虫眼鏡 $\approx 10^3 \text{ W/cm}^2$



レーザー加工機 $< 10^{10} \text{ W/cm}^2$



✓ (地上の)実験は高強度レーザーがけん引している



レーザーの誕生

The Nobel Prize in Physics 1964

"for fundamental work in the field of quantum electronics, which has led to the construction of oscillators and amplifiers based on the maser-laser principle"



Charles Hard Townes b. 1915, Nikolay Basov 1922-2001, Alexander Prokhorov 1916-2002

「超」強力な電磁場が必要

✓ 最低必要な強さ: $eE, eB \text{ MeV}^2 > m_e^2 = (0.511 \text{ MeV})^2 \approx O(10^{28} \text{ W/cm}^2)$

LED $\approx 10^{-5} \text{ W/cm}^2$



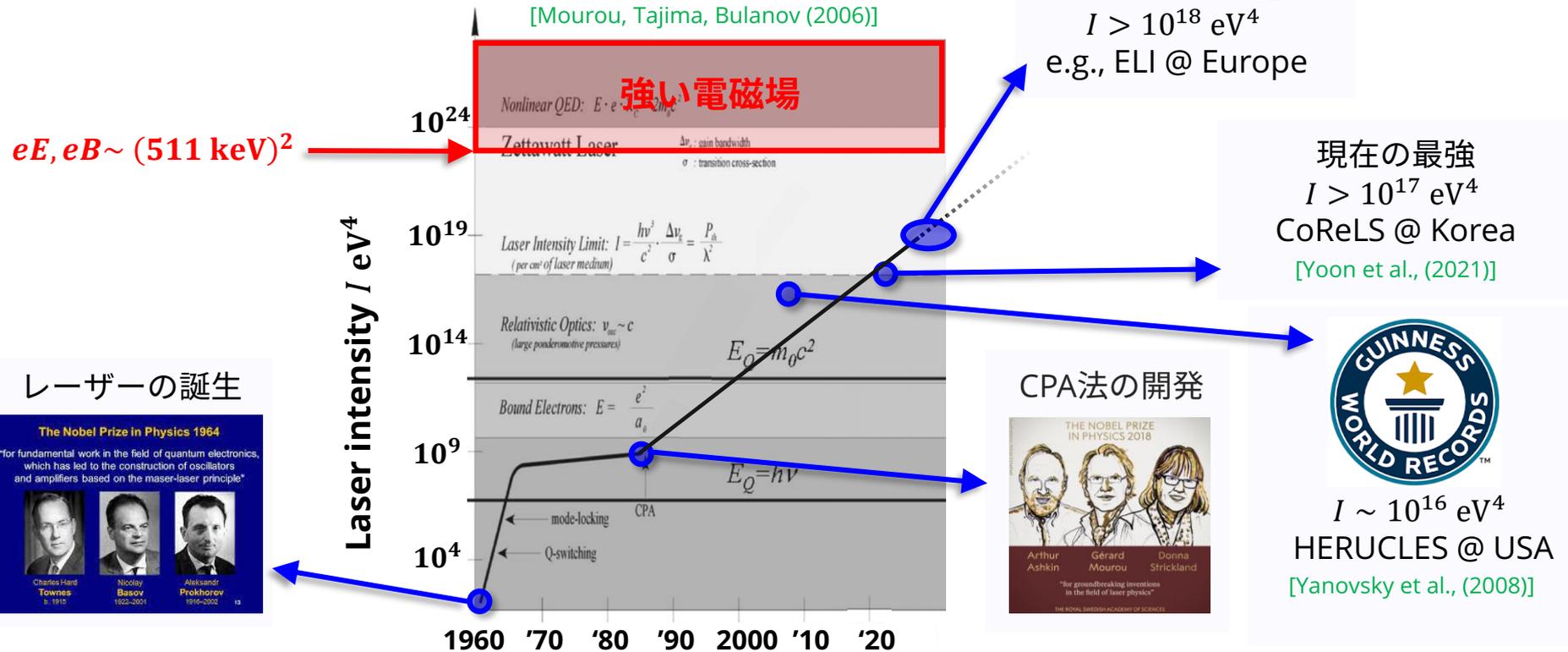
虫眼鏡 $\approx 10^3 \text{ W/cm}^2$



レーザー加工機 $< 10^{10} \text{ W/cm}^2$



✓ (地上の)実験は高強度レーザーがけん引している



レーザーの誕生

The Nobel Prize in Physics 1964

"for fundamental work in the field of quantum electronics, which has led to the construction of oscillators and amplifiers based on the maser-laser principle"

まだまだ弱い。ここに重イオン衝突が新しい機会を与えるかも？

1. 強い電磁場の物理のレビュー

2. 高エネルギーの重イオン衝突における強い電磁場の物理

3. 中間エネルギーの重イオン衝突における強い電磁場の物理

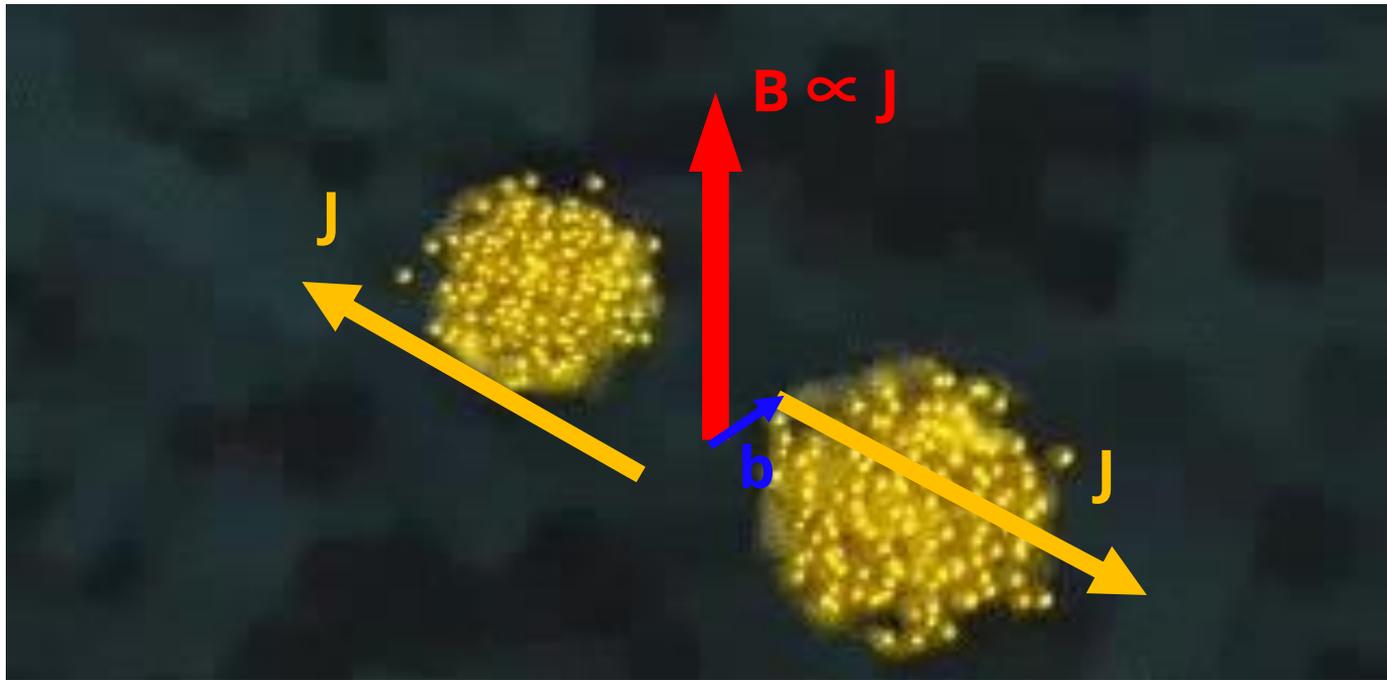
[Nishimura (Osaka), Ohnishi (Kyoto), HT, in progress]

4. 強い電場の物理の例: 真空崩壊と光子の伝搬の変化

[HT, Ironside (Curtin), in progress]

5. まとめ

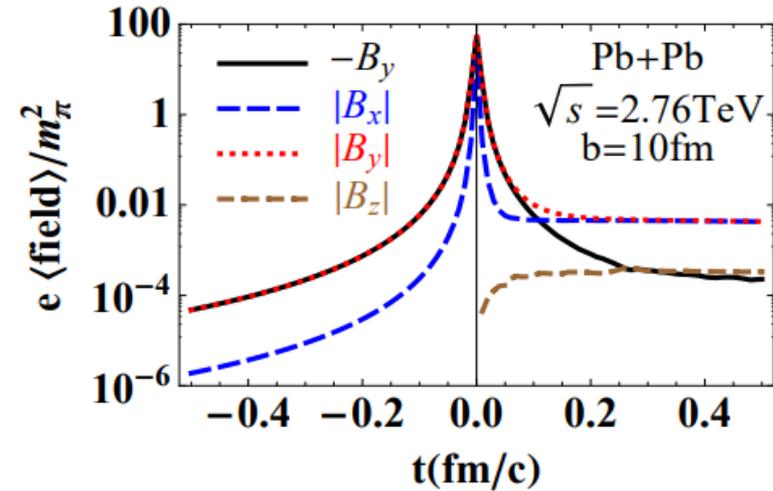
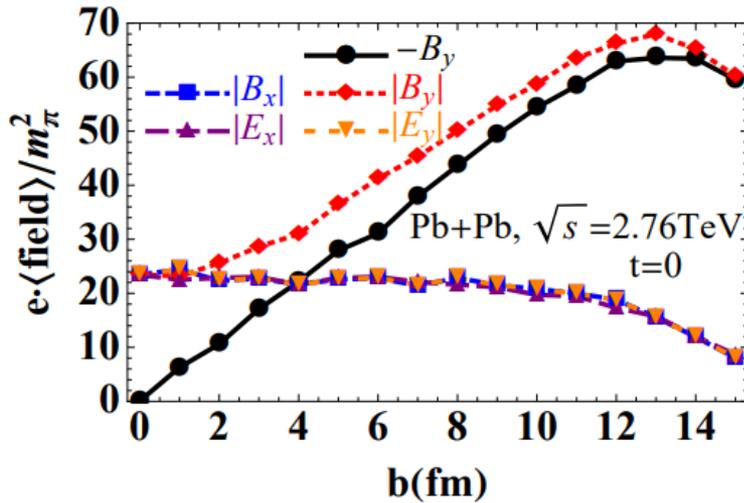
「高」エネルギー重イオン衝突の強い電磁場



Animation stolen from Internet

✓ めちゃくちゃ強い磁場が生成される

「高」エネルギー重イオン衝突の強い電磁場



[Deng, Huang (2012)]

See also [Bzdak, Skokov (2012)] [Hattori, Huang (2016)]

✓ めちゃくちゃ強い磁場が生成される

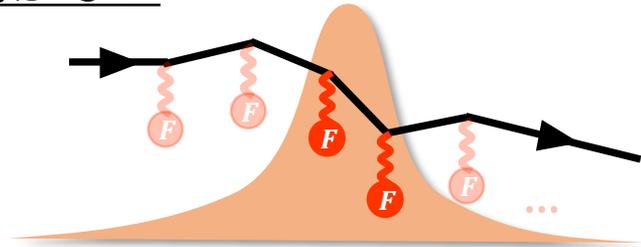
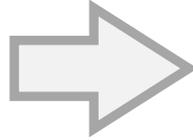
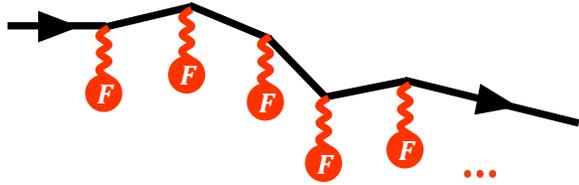
長所: 超強い $eB \gg \Lambda_{\text{QCD}}^2$ (田屋が知る限り、現宇宙で最強)

短所: 寿命が超短い ($\tau \ll 1 \text{ fm}/c$)

⇒ 物理の「非摂動性」に大きく影響する

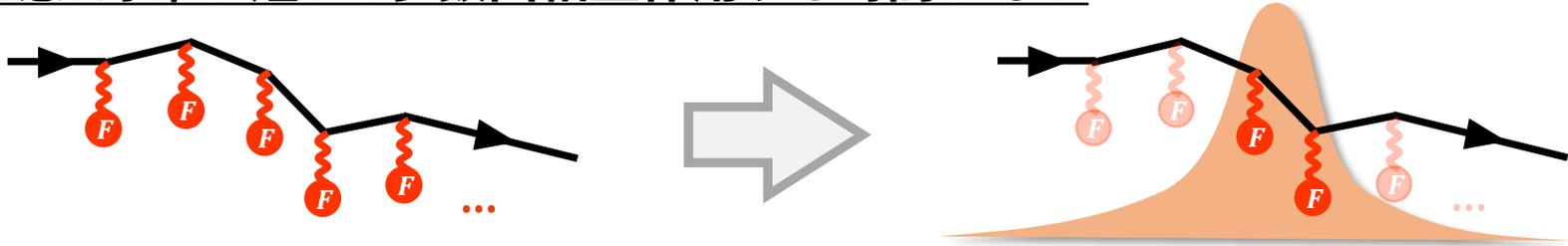
短寿命 ⇒ 摂動的 (NOT 非摂動的)

✓ 直感: 寿命が短いと多数回相互作用する時間がない



短寿命 ⇒ 摂動的 (NOT 非摂動的)

✓ 直感: 寿命が短いと多数回相互作用する時間がない



✓ 強い電磁場の物理の“相図” (例: 有限寿命電場による真空からの粒子生成)

[HT, Fujiii, Itakura (2014)]
[HT, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (2021)]

- 3つの次元量が系を特徴づける: eE, τ, m
⇒ 2つの「無」次元量で物理は決まる

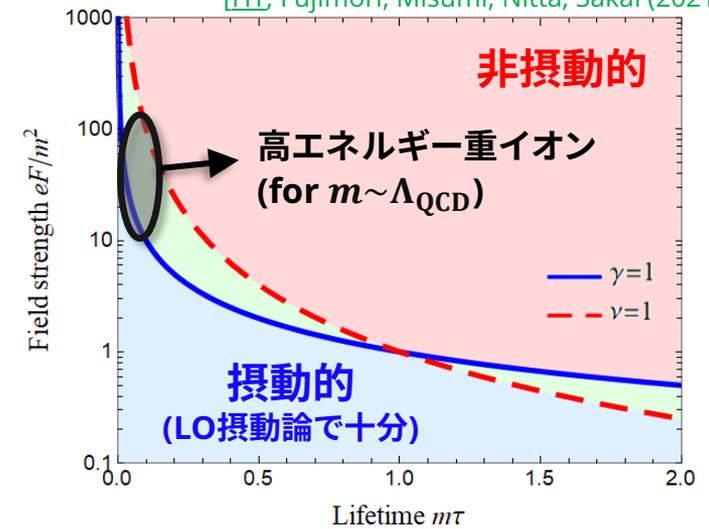
$$\gamma = \frac{m}{eE\tau} = \frac{\text{(系の典型的なエネルギー)}}{\text{(場がした仕事)}} = \text{(仕事の典型的な大きさ)}$$

$$\nu = \frac{eE\tau}{1/\tau} = \frac{\text{(場がした仕事)}}{\text{(光子のエネルギー)}} = \text{(関与光子数)}$$

- $\gamma \ll 1, \nu \gg 1$ のとき非摂動的

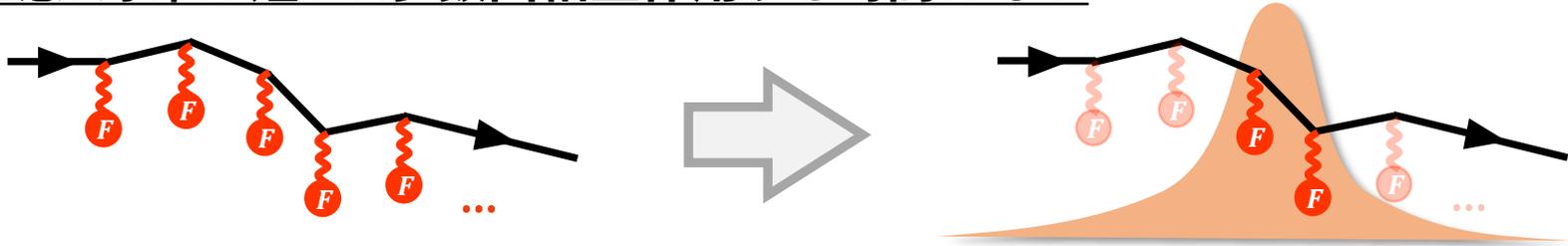
⇐ しばしば γ の大小で決まる、と文献に書いてあるが、これはウソ ($eE/m^2 \ll 1$ のときしか正しくない)

- 高エネルギー重イオン衝突: $eF \sim (1 \text{ GeV})^2, \tau \sim 0.1 \text{ fm}/c \Rightarrow \gamma \sim \begin{cases} 10^{-3} (m = \Lambda_{\text{QCD}}) \\ 10^{-5} (m = m_e) \end{cases}, \nu \sim 0.1$



短寿命 ⇒ 摂動的 (NOT 非摂動的)

✓ 直感: 寿命が短いと多数回相互作用する時間がない



✓ 強い電磁場の物理の“相図” (例: 有限寿命電場による真空からの粒子生成)

[HT, Fujiii, Itakura (2014)]
[HT, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (2021)]

- 3つの次元量が系を特徴づける: eE, τ, m
⇒ 2つの「無」次元量で物理は決まる

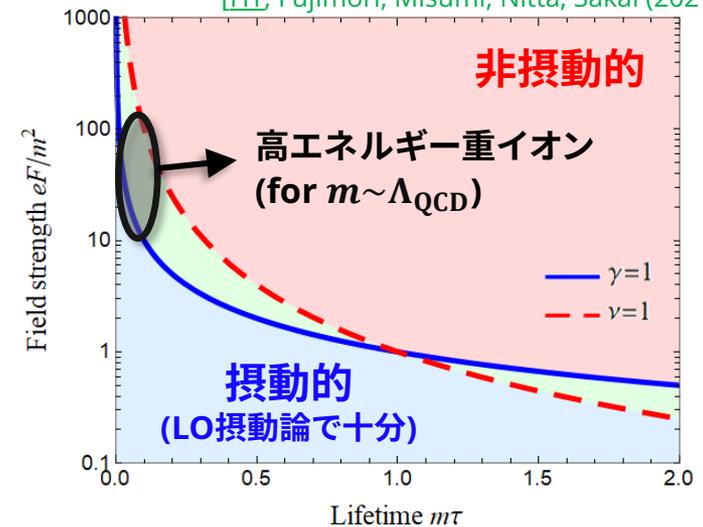
$$\gamma = \frac{m}{eE\tau} = \frac{\text{(系の典型的なエネルギー)}}{\text{(場がした仕事)}} = \text{(仕事の典型的な大きさ)}$$

$$\nu = \frac{eE\tau}{1/\tau} = \frac{\text{(場がした仕事)}}{\text{(光子のエネルギー)}} = \text{(関与光子数)}$$

- $\gamma \ll 1, \nu \gg 1$ のとき非摂動的

⇐ しばしば γ の大小で決まる、と文献に書いてあるが、これはウソ ($eE/m^2 \ll 1$ のときしか正しくない)

- 高エネルギー重イオン衝突: $eF \sim (1 \text{ GeV})^2, \tau \sim 0.1 \text{ fm}/c \Rightarrow \gamma \sim \begin{cases} 10^{-3} (m = \Lambda_{\text{QCD}}) \\ 10^{-5} (m = m_e) \end{cases}, \nu \sim 0.1$



⇒ 高エネルギー重イオン衝突では非摂動物理は見えない(だろう...)

(実際、今のところ、低次の摂動計算の結果と無矛盾。例) 線形Breit-Wheeler過程の観測 [STAR (2019)]

1. 強い電磁場の物理のレビュー

2. 高エネルギーの重イオン衝突における強い電磁場の物理

3. 中間エネルギーの重イオン衝突における強い電磁場の物理

[Nishimura (Osaka), Ohnishi (Kyoto), [HT](#), in progress]

4. 強い電場の物理の例: 真空崩壊と光子の伝搬の変化

[[HT](#), Ironside (Curtin), in progress]

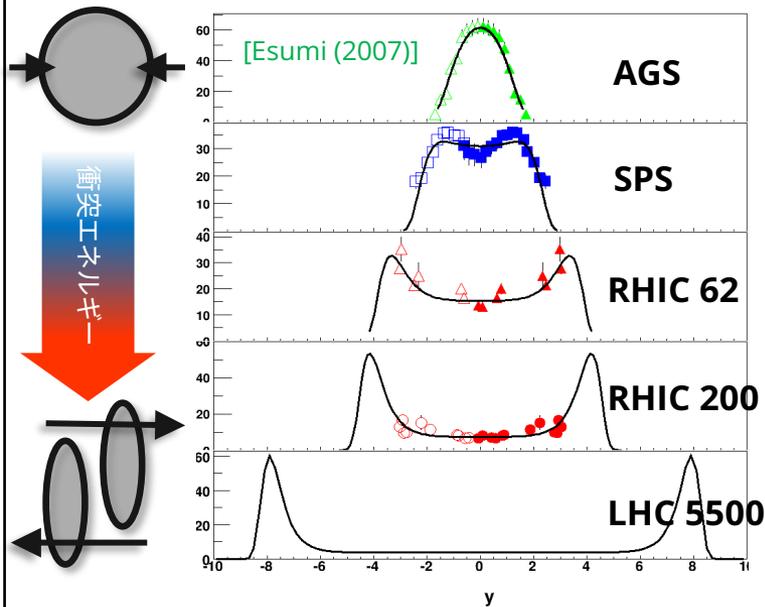
5. まとめ

中間エネルギー衝突における強い電磁場

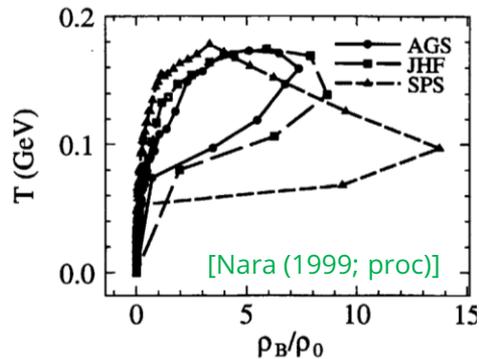
✓ エネルギー低 ⇒ ランダウ描像

• 実験: 陽子数のラピディティ分布 dN/dy

• 輸送模型を使ったシミュレーション



(運動エネルギー ⇒ $O(10 \text{ GeV/核子})$)



Time evolution of baryon density and effective temperature in Au+Au at 11.6 AGeV/c from 0 fm/c to 20 fm/c by 1.0 fm/c step, Au+Au at 25 AGeV, and Pb+Pb at 158 AGeV, respectively.

$O(10 \text{ MeV/核子})$

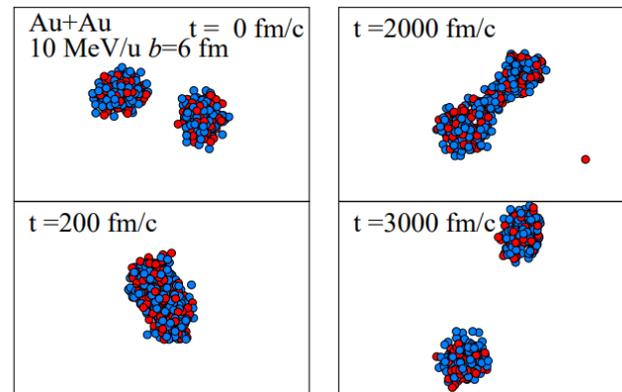


Figure 1. Snapshot of $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ at $E_{\text{lab}} = 10 \text{ MeV/nucleon}$ $b = 6 \text{ fm}$. The time indicated in each panel is not from the contact of two nuclei but indicates only that of the simulation.

[Maruyama, Bonasera, Papa, Chiba (2002)]

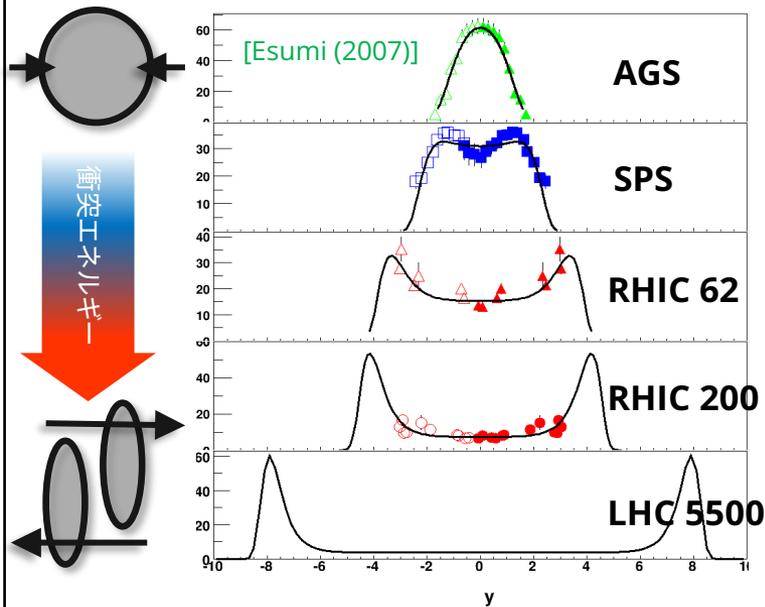
⇒ 非常に密な物質がそこそこ長い時間形成される $O(10 - 1000 \text{ fm/c})$

中間エネルギー衝突における強い電磁場

✓ エネルギー低 ⇒ ランダウ描像

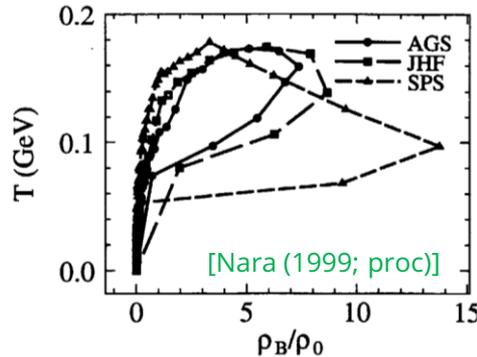
• 実験: 陽子数のラピディティ分布 dN/dy

• 輸送模型を使ったシミュレーション



(運動エネルギー ⇒ O(10 GeV/核子)

O(10 MeV/核子)



Time evolution of baryon density and effective temperature in Au+Au at 11.6 AGeV/c from 0 fm/c to 20 fm/c by 1.0 fm/c step, Au+Au at 25 AGeV, and Pb+Pb at 158 AGeV, respectively.

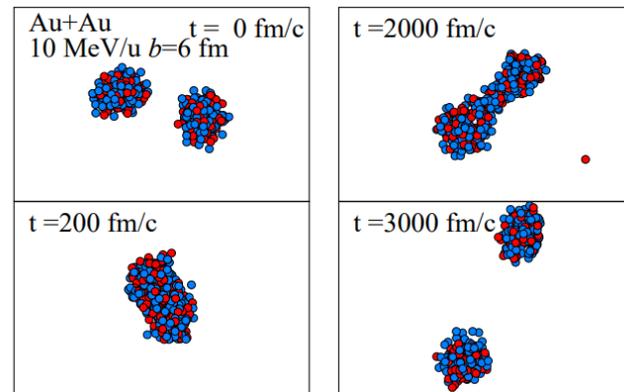


Figure 1. Snapshot of $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ at $E_{\text{lab}} = 10$ MeV/nucleon $b = 6$ fm. The time indicated in each panel is not from the contact of two nuclei but indicates only that of the simulation.

[Maruyama, Bonasera, Papa, Chiba (2002)]

⇒ 非常に密な物質がそこそこ長い時間形成される $O(10 - 1000 \text{ fm}/c)$

⇒ 電荷密度も大きい ("High Z atom" s.t. $Z \gtrsim 1/\alpha$) ので、強いクーロン電場が形成される

• 高エネルギー ⇒ 電流駆動の磁場 vs 低/中間エネルギー ⇒ 電荷駆動の電場

• (かなり雑な)オーダー推定: $eE \sim \frac{Z\alpha}{r^2} \sim \Lambda_{\text{QCD}}^2 \sim (100 \text{ MeV})^2$

⇒ $\gamma = \frac{m}{eE\tau} \lesssim \begin{cases} 10^{-1} (m = \Lambda_{\text{QCD}}) \\ 10^{-4} (m = m_e) \end{cases} \sim 0.1, \nu = eE\tau^2 \gtrsim 10 \Rightarrow \text{QED/QCDとも非摂動的} \left\{ \begin{array}{l} \gamma \ll 1 \\ \nu \gg 1 \end{array} \right.$ なり得る

∴ 非線形QED的におもしろいかも。ハドロン/QCD物理にも影響するかも ⇒ まじめに検討しよう

ハドロン輸送模型(JAM)による推定 (1/5)

[Nishimura (Osaka), Ohnishi (Kyoto), HT, in progress]

✓ JAM (Jet AA Microscopic transport model)

[Nara, Otsuka, Ohnishi, Nitta, Chiba (2000)]

- 重イオン衝突で起きるハドロンの散乱過程を微視的にシミュレートする模型
= 古典運動するハドロンの2体散乱の重ね合わせ + 非弾性散乱チャンネル
 - 低エネルギー: 共鳴 ($E_{CM} \lesssim 4 \text{ GeV}$)
 - 高エネルギー: PYHITA → ストリング破碎 ($E_{CM} \gtrsim 4 \text{ GeV}$)
ミニジェット ($E_{CM} \gtrsim 20 \text{ GeV}$)
- RHICエネルギー $O(100 \text{ GeV})$ 以下の低エネルギー領域で比較的信頼できる
- とにかく、系の荷電粒子の位相分布の時間発展が求まる

✓ 位相分布が求まれば電磁場は計算可

$$A^\mu(x^0, \mathbf{x}) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} d^3x' \frac{J^\mu(x^0 - |\mathbf{x} - \mathbf{x}'|, \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|}$$

JAMから読み取れる

注1: 点粒子に対するLWポテンシャルは使わない

← 粒子生成があると素朴なLienard-Wiechertポテンシャルは適用不可

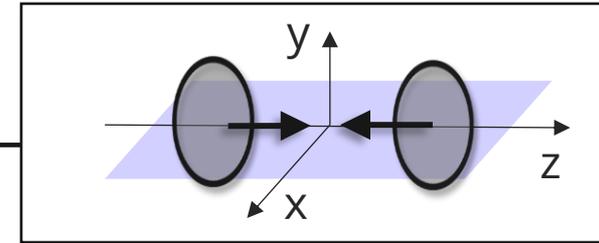
注2: 以降の結果は $N=100$ イベントで平均: $\langle A \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N A_n$

ハドロン輸送模型(JAM)による推定 (2/5)

Preliminary
results

[Nishimura (Osaka), Ohnishi (Kyoto), HT, in progress]

✓ 電荷分布の時間発展 (中心衝突**b=0**) @ **z=0**



$E_{CM} = 2.0 \text{ GeV}$

3.0 GeV

4.0 GeV

6.3 GeV

7.7 GeV

$j_{\phi}/|e| \text{ fm}^{-3}$

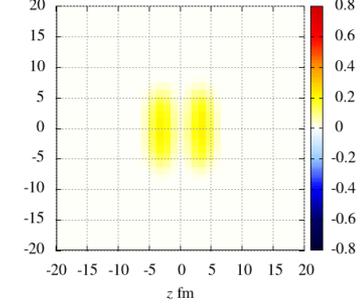
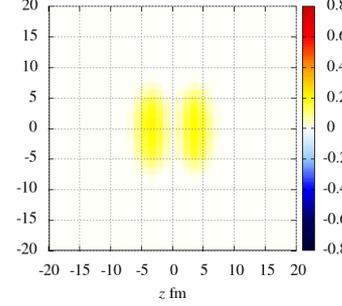
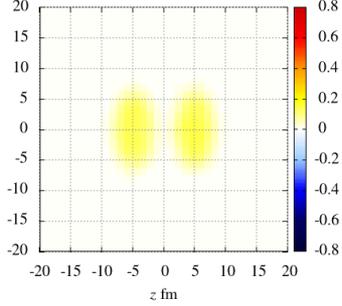
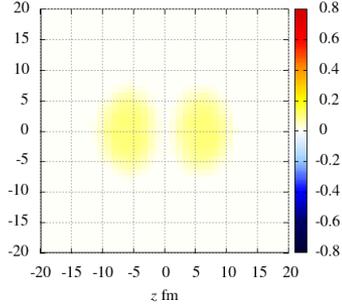
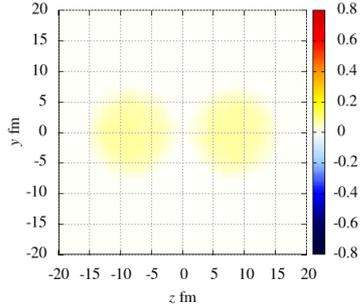
at $x = 0.00 \text{ fm}$, $t = 0.00 \text{ fm}/c$

at $x = 0.00 \text{ fm}$, $t = 0.00 \text{ fm}/c$

at $x = 0.00 \text{ fm}$, $t = 0.00 \text{ fm}/c$

at $x = 0.00 \text{ fm}$, $t = 0.00 \text{ fm}/c$

at $x = 0.00 \text{ fm}$, $t = 0.00 \text{ fm}/c$



• たしかに大きな電荷密度が比較的長時間生成されている

- 静止した原子核の電荷密度 $\rho_{\text{電荷密度}} \sim \rho_{\text{原子核飽和密度}} / 2 \sim 0.08 \text{ fm}^{-3}$ に対し、O(10)倍
- エネルギー $\nearrow \Rightarrow$ 電荷密度 \nearrow (\because Lorentz contraction)
- O(20 fm/c)程度の寿命を持つ

• 4 GeVくらいからLandau \leftrightarrow Bjorkenの描像が切り替わり始める

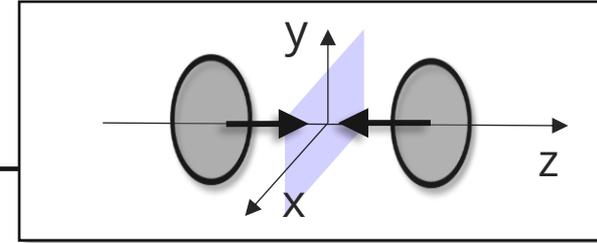
が、完全にすり抜けてないので、見る範囲(10GeV以下)だと中心部に電荷が残る
 \Rightarrow エネルギー \nearrow で時空体積 \nearrow

ハドロン輸送模型(JAM)による推定 (3/5)

Preliminary results

[Nishimura (Osaka), Ohnishi (Kyoto), HT, in progress]

✓ 電磁場の時間発展 (中心衝突 $b=0$) @ $z=0$



- ローレンツ不変量 $F := E^2 - B^2$ をプロット ($F>0$: 電場的, $F<0$: 磁場的)

$E_{CM} = 2.0$ GeV

3.0 GeV

4.0 GeV

6.3 GeV

7.7 GeV

$|eE|^2 - |eB|^2 \text{ fm}^{-4}$

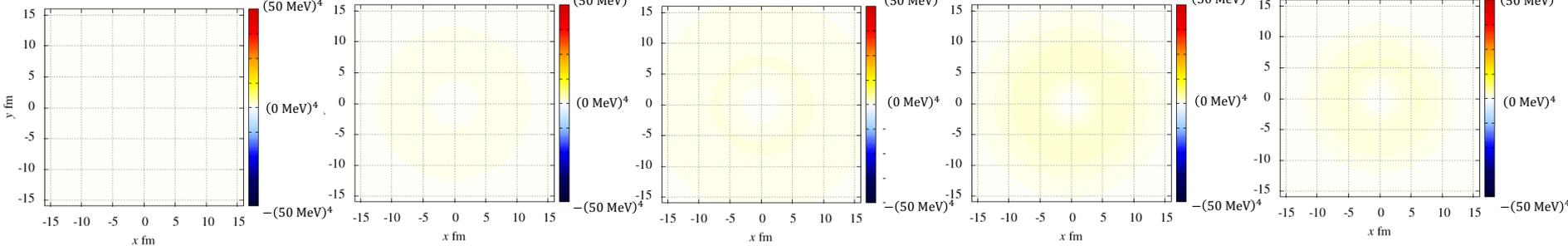
at $z = 0.00$ fm, $t = 0.00$ fm/c

at $z = 0.00$ fm, $t = 0.00$ fm/c

at $z = 0.00$ fm, $t = 0.00$ fm/c

at $z = 0.00$ fm, $t = 0.00$ fm/c

at $z = 0.00$ fm, $t = 0.00$ fm/c



- ドーナツ的な電場ができる

⇐ Gaussの法則 $E \propto \int d^3x \rho$ より、中心領域では囲まれる電荷が0なので電場は中心で0

- 電場の強さは $eE = O((50 \text{ MeV})^4)$ のオーダーに及び得る

⇒ QED($m_e = 0.511 \text{ MeV}$)的にはかなり強い

QCD ($\Lambda_{QCD} = 200 \text{ MeV}$)的にも完全にネグれる大きさではない

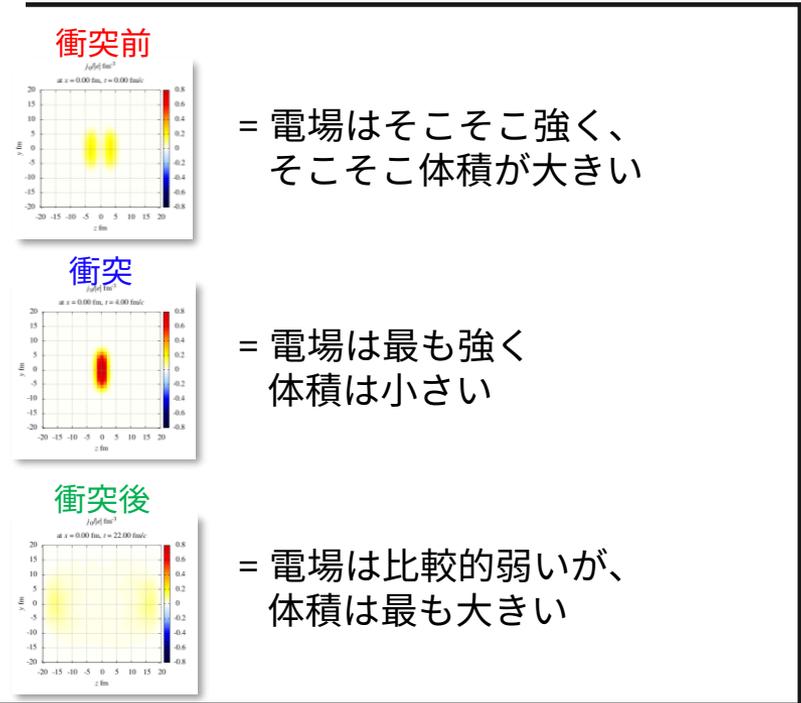
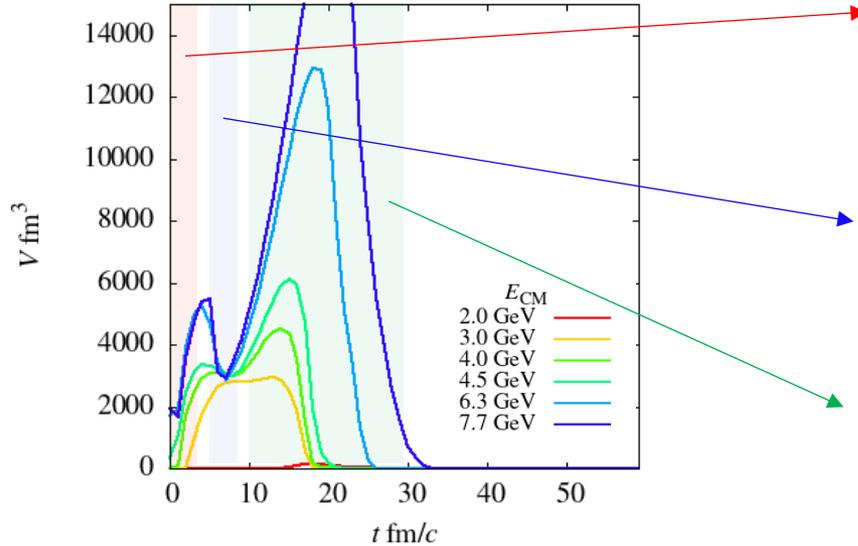
(もしもカイラル対称性が回復してれば、current quark mass的には十分強い)

ハドロン輸送模型(JAM)による推定 (4/5)

[Nishimura (Osaka), Ohnishi (Kyoto), HT, in progress]

✓ 電磁場の時空間体積 (中心衝突**b=0**)

$e^2F = |eE|^2 - |eB|^2 > (30 \text{ MeV})^4$ な領域の体積



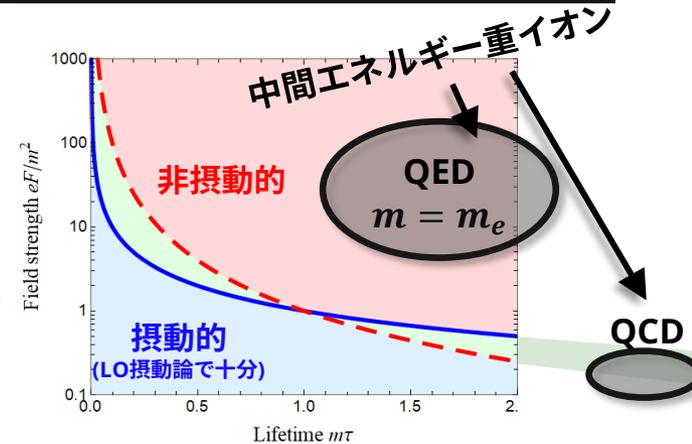
- $e^2F \sim (eE)^2 \sim (30 \text{ MeV})^2$ の強電場が
寿命 $\tau \gtrsim 20 \text{ fm}/c$, 体積 $V \gtrsim (15 \text{ fm})^3$

⇒ QEDなら非摂動的。QCDでも非線形的。

$$\gamma = \frac{m}{eE\tau} \text{ or } \frac{m}{eEl} = \begin{cases} O(1) & (m = \Lambda_{\text{QCD}}) \\ O(0.1) & (m = m_e) \end{cases}, \nu = eE\tau^2 \text{ or } eEl^2 = O(10)$$

- 10 GeV以下程度だと体積は単調に増加する (正直、若干、不思議)

⇒ もっとエネルギー高いと衝突後の体積は0はずなので、その解析は今後の課題

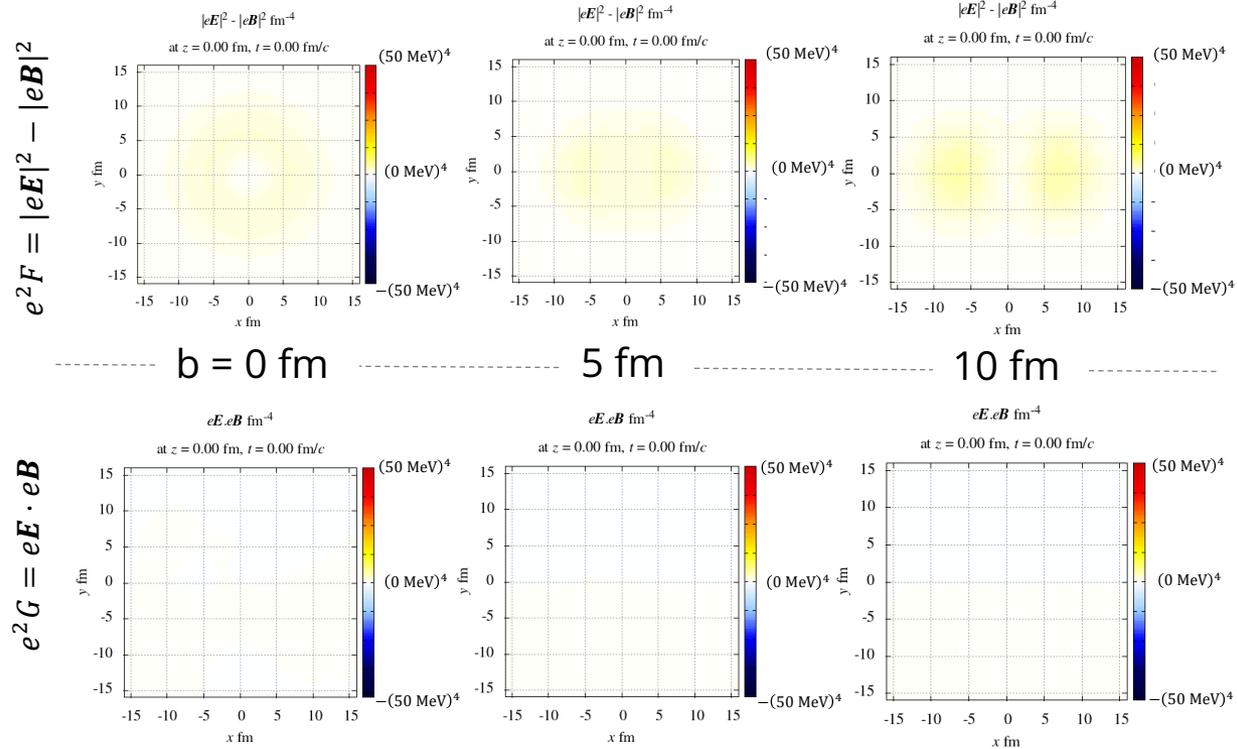
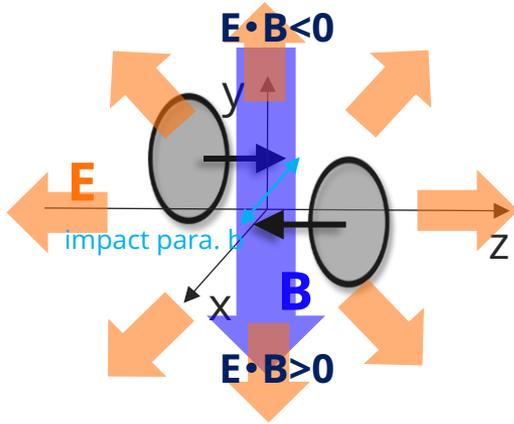


ハドロン輸送模型(JAM)による推定 (5/5)

Preliminary results

[Nishimura (Osaka), Ohnishi (Kyoto), HT, in progress]

✓ 非中心衝突 ⇒ 磁場B & E·Bも生成



@ $E_{CM} = 7.7 \text{ GeV}$

• 非中心だと寿命は短くなるが、 $E \cdot B \neq 0$ の状況ができる

⇒ $e\mathbf{E} \cdot e\mathbf{B} = O((50 \text{ MeV})^4)$ なので、QCD的にもそこそこ強い (電子やcurrent quarkに対しては十分強い)

⇒ カイラル量子異常を通じた何かで遊べる新しいチャンスかも

例) Schwinger機構を通じたカイラリティ生成
$$N_5 = VT \frac{e\mathbf{E} \cdot e\mathbf{B}}{2\pi^2} \exp\left[-\pi \frac{m^2}{eE}\right]$$

1. 強い電磁場の物理のレビュー

2. 高エネルギーの重イオン衝突における強い電磁場の物理

3. 中間エネルギーの重イオン衝突における強い電磁場の物理

[Nishimura (Osaka), Ohnishi (Kyoto), [HT](#), in progress]

4. 強い電場の物理の例: 真空崩壊と光子の伝搬の変化

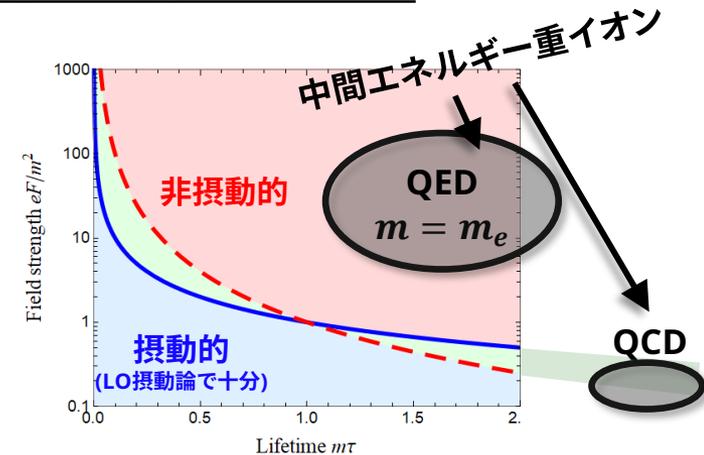
[[HT](#), Ironside (Curtin), in progress]

5. まとめ

現象的に何がうれしいか？

✓ 中間エネルギー重イオン衝突は、「強い」「電場」の物理に役立つかも？

• **point 1:** 高エネルギー衝突やレーザーでは探索できなかった非摂動領域のプローブになり得る



• **point 2:** 「電」場の物理は「磁」場の物理とは違う

高エネルギー ⇒ 磁場 ⇒ 系は安定

中間エネルギー ⇒ 電場 ⇒ 系は不安定

✓ QCDスケールのO(10%)なので、ハドロン・QCD過程にも影響し得る

例) 中間エネルギーの非中心衝突の磁場はフローや荷電粒子比に影響

[Sun, Wang, Li, Wang (2019)]

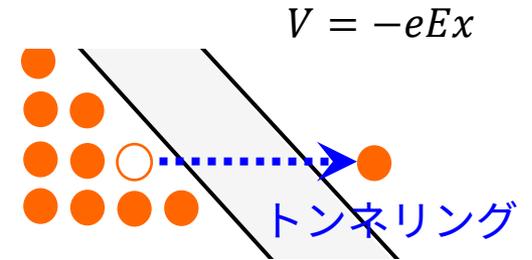
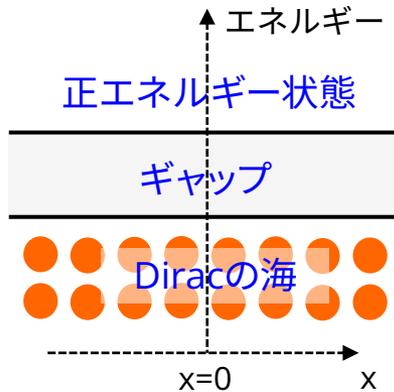
非自明な電場の物理の例: 真空崩壊と光子の伝搬 (1/4)

- ✓ 真空崩壊 = 強い電場の下では、真空は不安定になり、粒子を作って壊れる

非自明な電場の物理の例: 真空崩壊と光子の伝搬 (1/4)

✓ 真空崩壊 = 強い電場の下では、真空は不安定になり、粒子を作って壊れる

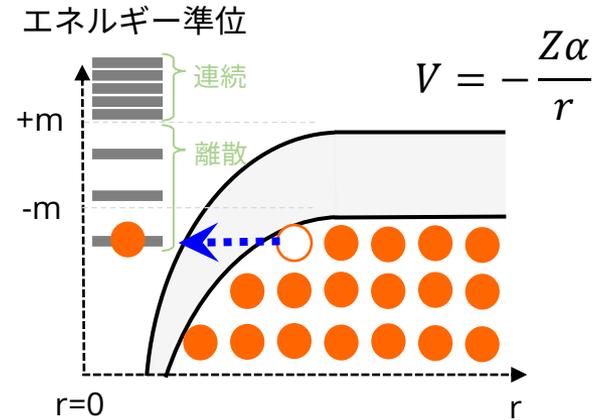
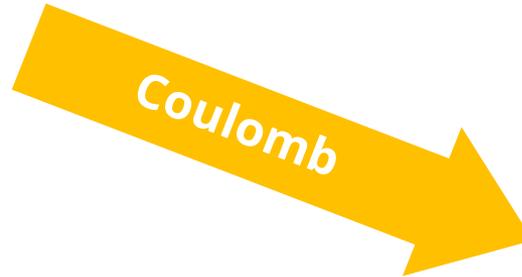
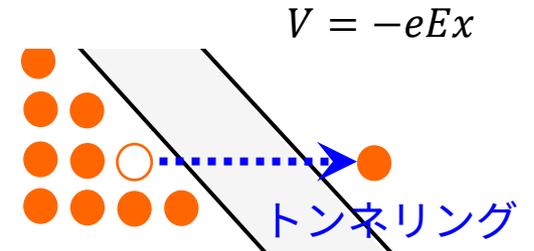
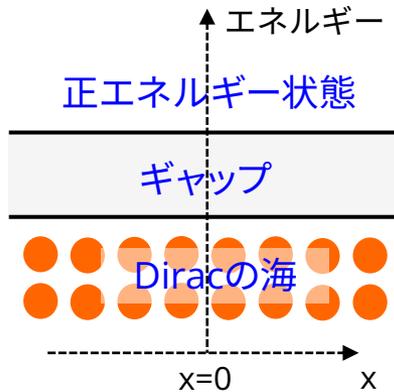
- 定常電場の場合 ⇒ Schwinger機構 [Sauter 1931] [Schwinger (1951)]



非自明な電場の物理の例: 真空崩壊と光子の伝搬 (1/4)

✓ 真空崩壊 = 強い電場の下では、真空は不安定になり、粒子を作って壊れる

• 定常電場の場合 ⇒ Schwinger機構 [Sauter 1931] [Schwinger (1951)]



• Coulomb場の場合でも本質的に同じ

違い: $E < +m$ でエネルギーは離散化

⇒ トンネリングは $E < -m$ にエネルギー準位があるときだけ起こる

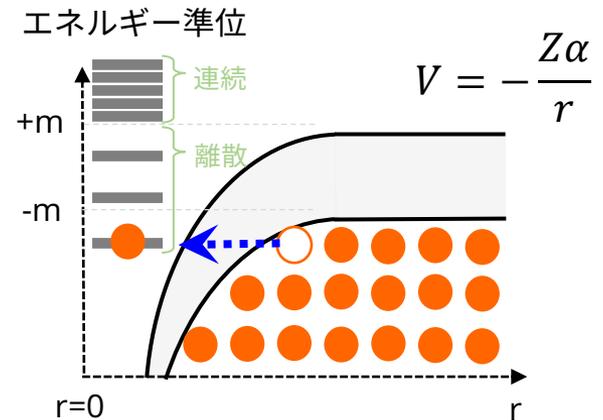
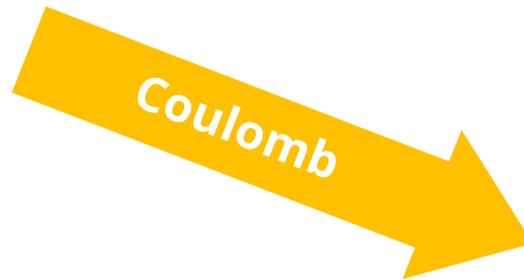
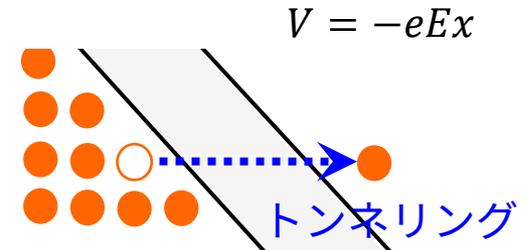
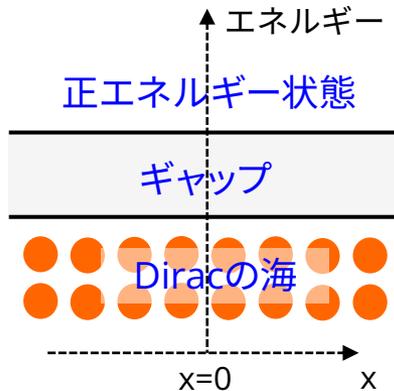
⇐ (いろんな簡単化の下で) Z が十分に大きければOK: $Z > \alpha^{-1}$

[Pieper, Greiner (1969)]
[Gershtein, Zeldovich (1970)]

非自明な電場の物理の例: 真空崩壊と光子の伝搬 (1/4)

✓ 真空崩壊 = 強い電場の下では、真空は不安定になり、粒子を作って壊れる

- 定常電場の場合 ⇒ Schwinger機構 [Sauter 1931] [Schwinger (1951)]



- Coulomb場の場合でも本質的に同じ

違い: $E < +m$ でエネルギーは離散化

⇒ トンネリングは $E < -m$ にエネルギー準位があるときだけ起こる

⇐ (いろんな簡単化の下で) Z が十分に大きければOK: $Z > \alpha^{-1}$

[Pieper, Greiner (1969)]
[Gershtein, Zeldovich (1970)]

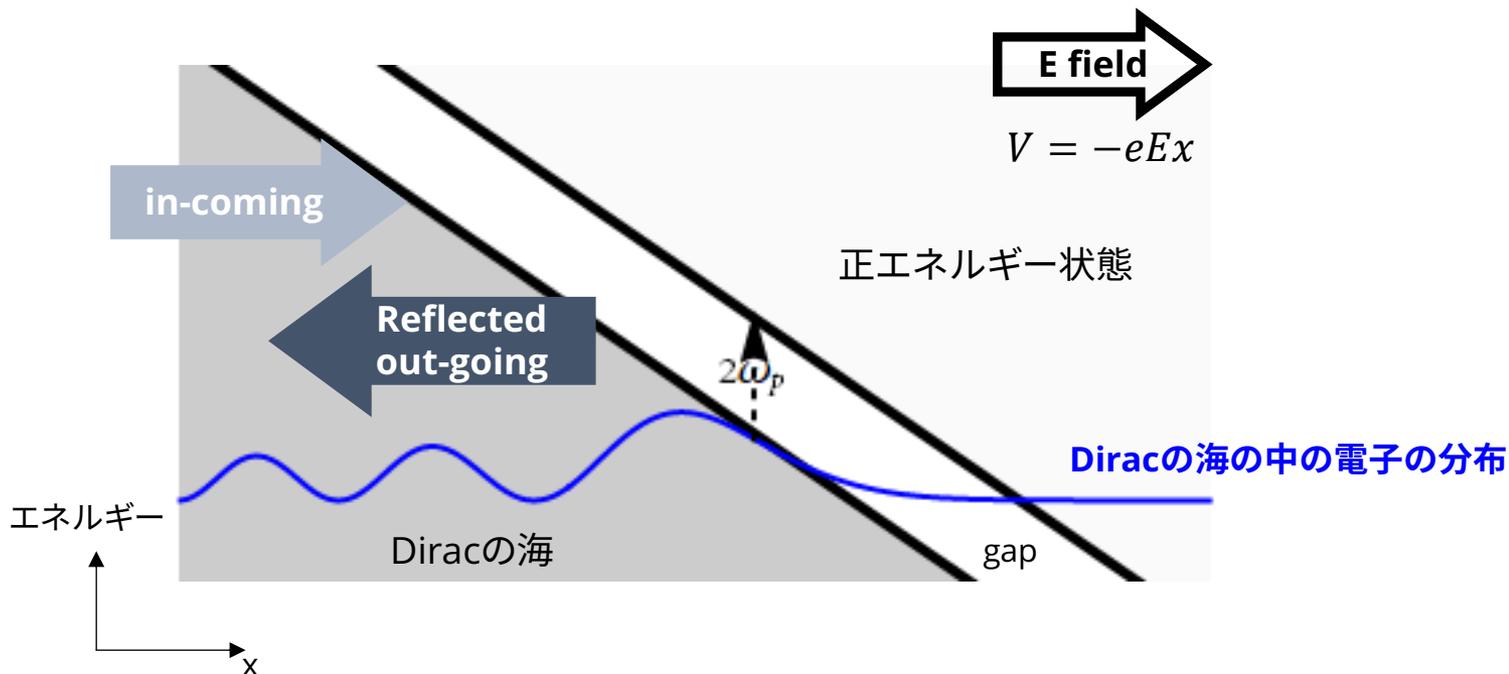
∴ 中間エネルギー重イオン衝突で (レイイベントかもしれないが) 陽電子の過剰生成が起こる

これだけでもおもしろいが、実はこれだけではない ⇒ 光子の伝搬の様子の変化

非自明な電場の物理の例: 真空崩壊と光子の伝搬 (2/4)

✓ 真空の“歪み”は、真空上の光子の伝搬に影響する

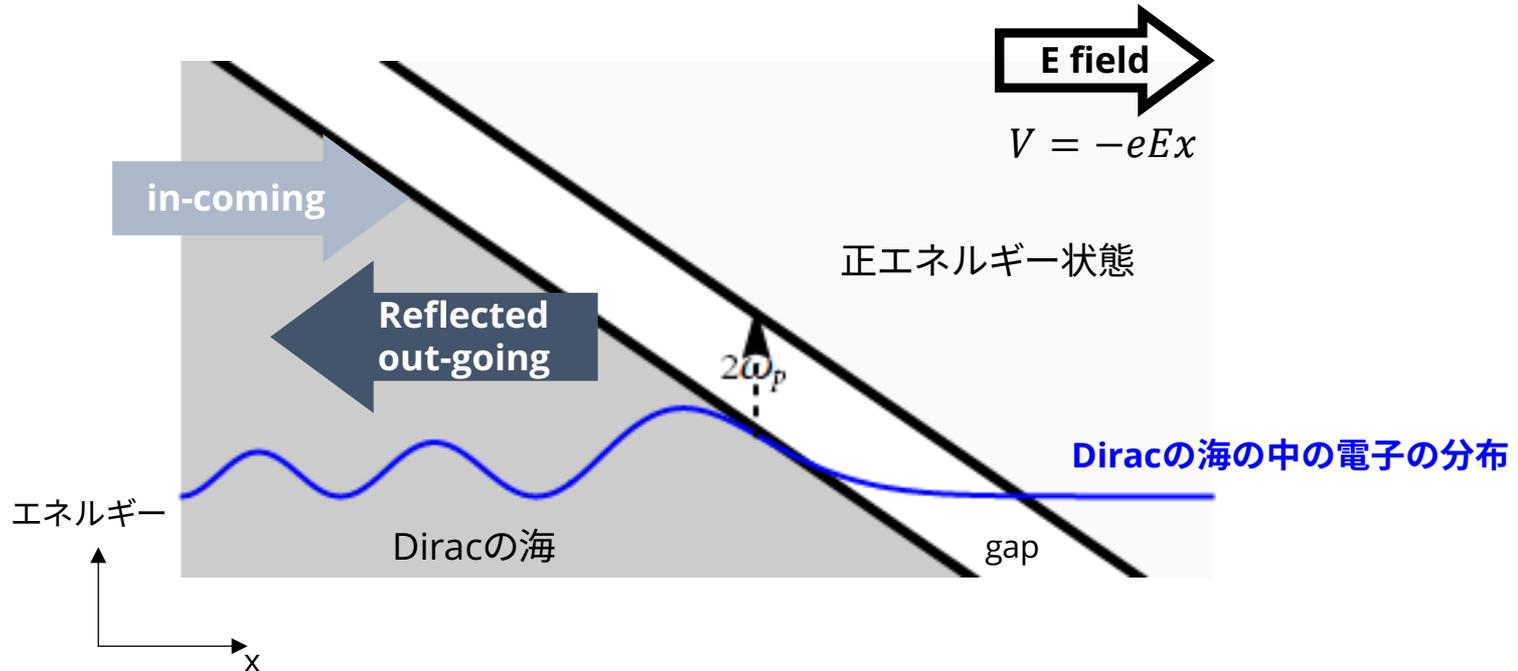
← ギャップによる反射によって、Diracの海の電子が干渉模様を示すため [HT (2019)]



非自明な電場の物理の例: 真空崩壊と光子の伝搬 (2/4)

✓ 真空の“歪み”は、真空上の光子の伝搬に影響する

← ギャップによる反射によって、Diracの海の電子が干渉模様を示すため [HT (2019)]



⇒ 真空上の光子はDiracの海の電子と相互作用しながら飛ぶので、電子分布の情報を拾う

期待1: 光子の伝搬(=屈折率の実部や虚部)は、電子分布の振動的な様子を拾うだろう

期待2: 電場は方向を持っているので、光子の伝搬の様子は電場の方向に依存して変わるだろう
(vacuum birefringence)

磁場の場合: [Hattori, Itakura (2013)]

非自明な電場の物理の例: 真空崩壊と光子の伝搬 (3/4)

[HT, Ironside (Curtin), in progress]

✓ 簡単な問題設定でチェック: 定常電場に振動するプローブ電場を打ち込む

$\mathcal{E} \propto e^{-i\omega t}$



$\mathcal{D} = \epsilon\mathcal{E} = n^2\mathcal{E} = (1 + \chi)\mathcal{E}$

✓ 計算量: 誘電率 ϵ の虚部と実部

虚部 \Rightarrow プローブの崩壊率

$\text{Im} \sim \text{circle} = \sim \int d^3\mathbf{p} \bar{\Psi} \mathcal{A} \Psi$

電場で非摂動的にドレスされた波動関数
s.t. $0 = [i\partial - eA - m]\Psi$

実部 \Rightarrow プローブの伝搬速度や複屈折

光学定理 (Kramers-Kronig relation)

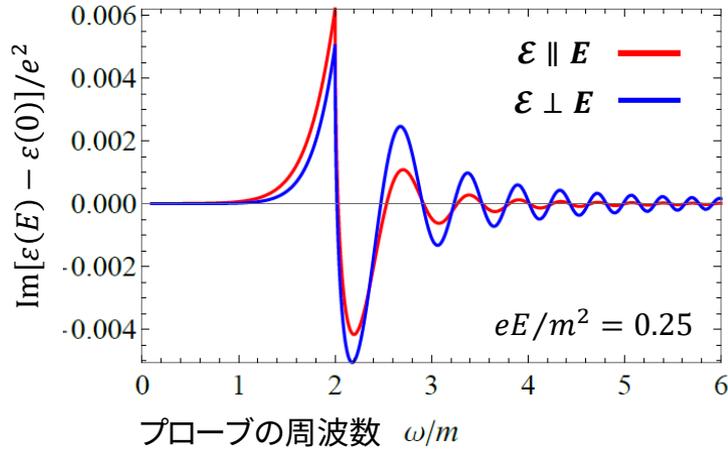
$\text{Re} \sim \text{circle} = \epsilon_R(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} \text{P.V.} \int_0^\infty d\omega' \frac{\omega'}{\omega'^2 - \omega^2} \epsilon_I(\omega')$

非自明な電場の物理の例: 真空崩壊と光子の伝搬 (4/4)

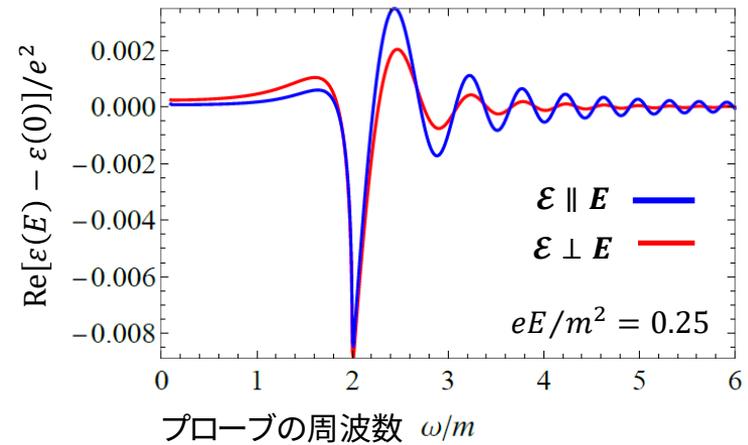
[HT, Ironside (Curtin), in progress]

✓ 結果

虚部 ⇒ プローブの崩壊率



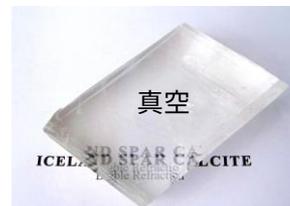
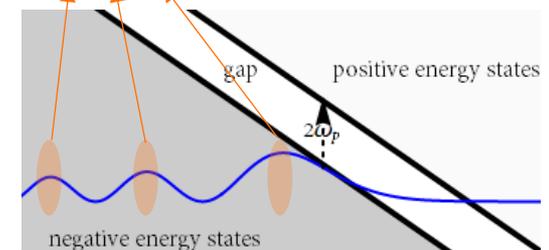
実部 ⇒ プローブの伝搬速度や複屈折



Preliminary results

- 振動的振る舞いがちゃんと出る
⇐ Diracの海の非自明な干渉構造の反映
- プローブの方向に依存した誘電率
⇒ 複屈折

存在確率大きい ⇒ より影響する



1. 強い電磁場の物理のレビュー

2. 高エネルギーの重イオン衝突における強い電磁場の物理

3. 中間エネルギーの重イオン衝突における強い電磁場の物理

[Nishimura (Osaka), Ohnishi (Kyoto), [HT](#), in progress]

4. 強い電場の物理の例: 真空崩壊と光子の伝搬の変化

[[HT](#), Ironside (Curtin), in progress]

5. まとめ

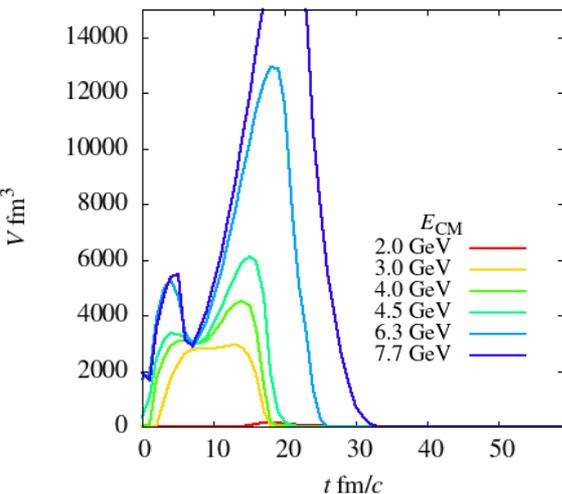
言いたいこと

$\sqrt{s_{NN}} = O(1-10 \text{ GeV})$ の中間重イオン衝突は強い電磁場の物理的にもおもしろい (かも)

- 昨年10月のREIMEIワークショップの掘り下げ
- ハドロン輸送模型(JAM)を用いた比較的現実的な電磁場強度の推定
 $\Rightarrow O(10 \text{ MeV})$ 以上のそこそこ強い電磁場が長寿命 $O(10 \text{ fm}/c)$ できる
 \Rightarrow 非線形QED研究の良い舞台かも。QCD過程への影響も無視できないだろう
- しかし、良い物理過程/観測が現時点で頭にあるわけじゃないし、よくわからないこともたくさんあるので、ぜひ議論してください

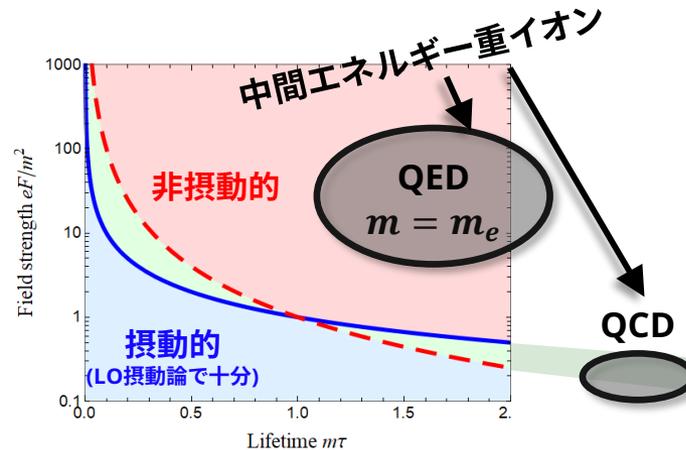
電磁場の時空間体積

$$e^2 F = |e\mathbf{E}|^2 - |e\mathbf{B}|^2 > (30 \text{ MeV})^4$$

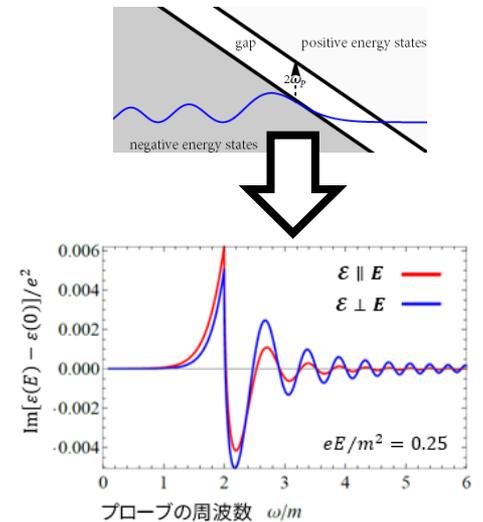


[Nishimura (Osaka), Ohnishi (Kyoto), HT, in progress]

電磁場の物理の「相図」



崩壊する真空中の光子の伝搬



[HT, Ironside (Curtin), in progress]