平行電磁場中のカイラリティ生成の動的な増幅

田屋 英俊

慶應(自然セ)

HT, Phys. Rev. Research 2, 023257 (2020) [arXiv:2003.08948]

言いたいこと

- ✔ 平行電磁場$\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}\neq 0$の下では、カイラリティ$Q_5$が真空から生成
  - 電場による粒子生成(Schwinger機構) と 磁場によるスピン偏極(ランダウ量子化) との結果

- ✔ 素朴には、massive粒子のカイラリティQ_5生成はほとんどゼロ
  - $\boldsymbol{E}=\text{const.}$ ならば、Schwinger機構による粒子生成は$\exp(-\pi m^2/eE)$で強く抑制

- ✔ $\boldsymbol{E}=\text{const.}$ に、早い摂動(弱くて良い。例えば(ミニ)ジェット) を加えると、massive粒子のカイラリティQ_5生成は<u>大きく増大</u>

導入

理論

結果

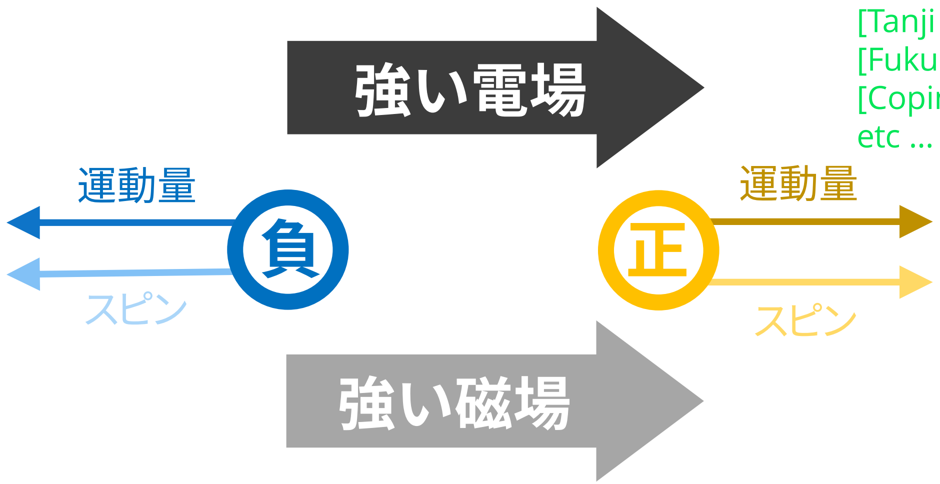
まとめ

カイラリティ生成

✔ 平行電磁場$\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}\neq 0$の下では、カイラリティが真空から生成

- 電場による粒子生成(Schwinger機構) と 磁場によるスピン偏極(ランダウ量子化) との結果

[Nielsen, Ninomiya (1983)]
[Tanji (2010)]
[Fukushima, Kharzeev, Warringa (2010)]
[Copinger, Gukushima, Pu (2018)]
etc ...

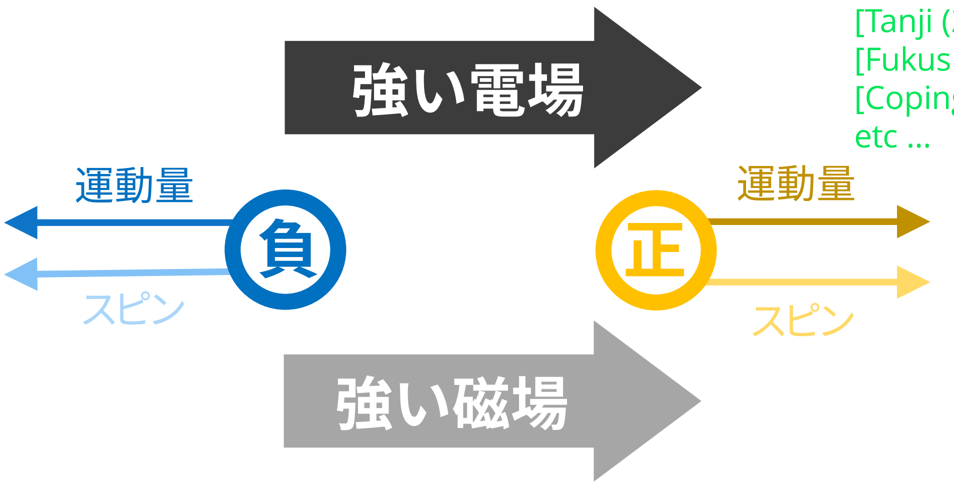


カイラリティ生成

✔ 平行電磁場$\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}\neq 0$の下では、カイラリティが真空から生成

- 電場による粒子生成(Schwinger機構) と 磁場によるスピン偏極(ランダウ量子化) との結果

[Nielsen, Ninomiya (1983)]
[Tanji (2010)]
[Fukushima, Kharzeev, Warringa (2010)]
[Copinger, Gukushima, Pu (2018)]
etc ...



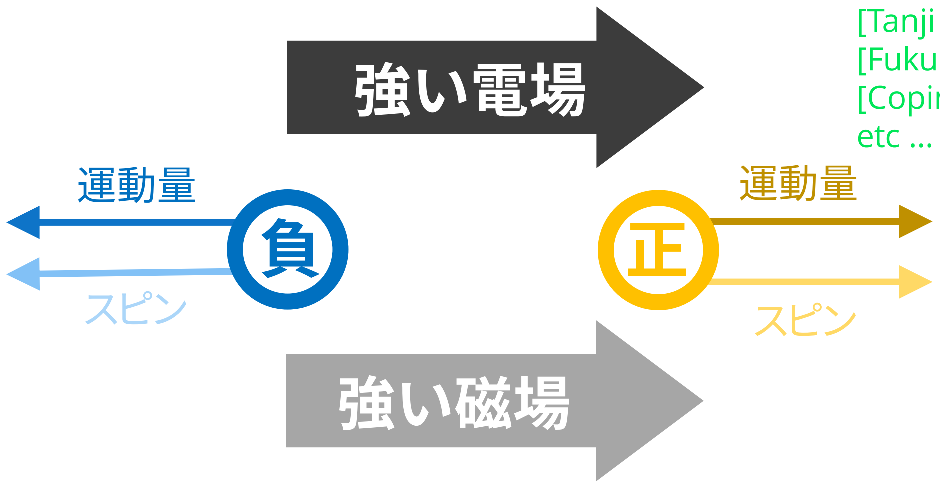
$$\boxed{\text{ヘリシティ} = +2\times N_{\text{pair in LLL}} \sim \text{カイラリティ} = +2\times N_{\text{pair in LLL}}}$$

カイラリティ生成

✔ 平行電磁場$\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}\neq 0$の下では、カイラリティが真空から生成

- 電場による粒子生成(Schwinger機構) と 磁場によるスピン偏極(ランダウ量子化) との結果

[Nielsen, Ninomiya (1983)]
[Tanji (2010)]
[Fukushima, Kharzeev, Warringa (2010)]
[Copinger, Gukushima, Pu (2018)]
etc ...



$$\text{ヘリシティ} = +2\times N_{\text{pair in LLL}} \sim \text{カイラリティ} = +2\times N_{\text{pair in LLL}}$$

✔ 現象論としての応用性

- 重イオン衝突のQGP生成過程や異常輸送現象(e.g., CME)
- 物性系(e.g., 大規模レーザー実験)で実現可能
- インフレーション期でのバリオジェネシス、初期磁場生成、カイラル重力波、、、

Schwinger機構

[Sauter (1932)]
[Heisenberg, Euler (1936)]
[Schwinger (1951)]

✔ 粒子生成数 N_{pair} は、<u>電場が定常電場なら指数関数的に抑制</u>

- 電場がバンドを曲げる ⇒ level crossing ⇒ 非摂動的なトンネル効果

Schwinger機構

[Sauter (1932)]
[Heisenberg, Euler (1936)]
[Schwinger (1951)]

✔ 粒子生成数 N_{pair} は、電場が定常電場なら指数関数的に抑制

- 電場がバンドを曲げる ⇒ level crossing ⇒ 非摂動的なトンネル効果

- トンネル確率をWKB近似でざっくり評価すると、

$$N_{\mathrm{pair}} \sim \exp[-(\text{ギャップの距離} \times \text{ギャップの高さ})] \sim \exp\left[-\#\frac{m^2}{eE}\right]$$

- 場の理論でまじめに評価すると、$\# = \pi$ と決まる (Schwingerの公式)

[Schwinger (1951)]

Schwinger機構

[Sauter (1932)]
[Heisenberg, Euler (1936)]
[Schwinger (1951)]

✔ 粒子生成数 N_{pair} は、<u>電場が定常電場なら指数関数的に抑制</u>

- 電場がバンドを曲げる ⇒ level crossing ⇒ 非摂動的なトンネル効果

- トンネル確率をWKB近似でざっくり評価すると、

$$N_{\text{pair}} \sim \exp[-(\text{ギャップの距離} \times \text{ギャップの高さ})] \sim \exp\left[-\# \frac{m^2}{eE}\right]$$

- 場の理論でまじめに評価すると、$\# = \pi$ と決まる (Schwingerの公式)

[Schwinger (1951)]

massive粒子のカイラリティ生成は、定常電場なら指数関数的に抑制

dynamically assisted Schwinger機構

[HT, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (may appear soon)]

✔ 粒子生成数 $N_{\rm pair}$ は、電場が時間依存すると大きく変わる

✔ 早い弱い摂動を加えると粒子生成数が増大 [Schutzhold, Gies, Dunne (2008)]

• 早い摂動のincoherent散乱 (e.g., 光電効果) ⇒ ギャップ長さ/高さの減少 ⇒トンネル効果の促進

dynamically assisted Schwinger機構

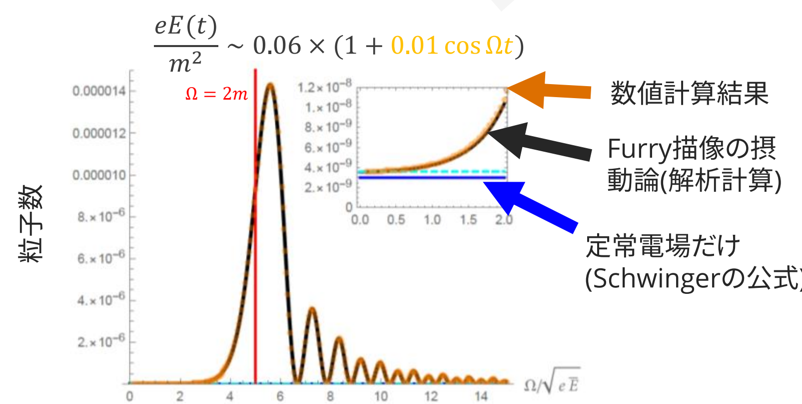
[HT, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (may appear soon)]

✔ 粒子生成数 N_{pair} は、電場が時間依存すると大きく変わる

✔ 早い弱い摂動を加えると粒子生成数が増大 [Schutzhold, Gies, Dunne (2008)]

- 早い摂動のincoherent散乱 (e.g., 光電効果) ⇒ ギャップ長さ/高さの減少 ⇒トンネル効果の促進

- 電場だけのときには、定量的によくわかっている
  - Furry描像による摂動論の大きな成功 [HT (2019)]
  - 高エネルギーの文脈では未観測だが、半導体物理での類似物のFranz-Keldysh効果は観測済み



dynamically assisted Schwinger機構

[HT, Fujimori, Misumi, Nitta, Sakai (may appear soon)]

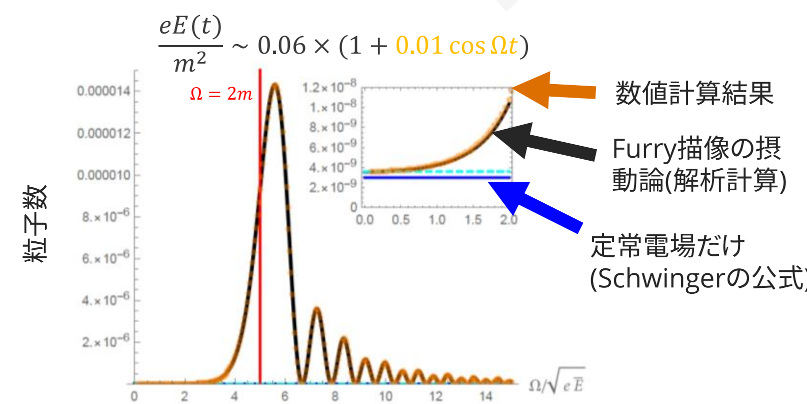
✔ 粒子生成数 N_{pair} は、電場が時間依存すると大きく変わる

✔ 早い弱い摂動を加えると粒子生成数が増大 [Schutzhold, Gies, Dunne (2008)]

• 早い摂動のincoherent散乱 (e.g., 光電効果) ⇒ ギャップ長さ/高さの減少 ⇒トンネル効果の促進

• 電場だけのときには、定量的によくわかっている

- Furry描像による摂動論の大きな成功 [HT (2019)]
- 高エネルギーの文脈では未観測だが、半導体物理での類似物のFranz-Keldysh効果は観測済み



？ 生成粒子数の増大を通じ、カイラリティ生成も増大させるのでは？

目的：この予想は正しいことを示す

？

生成粒子数の増大を通じ、カイラリティ生成も増大させるのでは？

導入

理論

結果

まとめ

Furry描像の摂動論による計算

[Furry (1951)] [Fradkin, Gitman (1981)] [HT (2019)]

SETUP: 定常な強い平行電磁場$\bar{E}, \bar{B}$に摂動的な(弱く速い)電場$\mathcal{E}$が乗った状況

$$E(t) = \bar{E} + \mathcal{E}(t) \quad (\text{ただし } |\bar{E}| \gg |\mathcal{E}(t)| \text{ かつ } \mathcal{E}(t=\pm\infty) \to 0)$$
$$B(t) = \bar{B}$$

STEP 1: Dirac方程式を強い定常電磁場$\bar{E}, \bar{B}$に非摂動的に、速い電場$\mathcal{E}$に摂動的に解く

$$[i\partial\!\!\!/ - e\bar{A}\!\!\!/ - m]\hat{\psi} = e\mathcal{A}\!\!\!/\hat{\psi}$$

$$\Rightarrow \quad \hat{\psi}(x) = \hat{\psi}^{(0)}(x) + \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}y^4 S(x,y) e\mathcal{A}\!\!\!/(y)\hat{\psi}^{(0)}(y) + O(|e\mathcal{A}|^2)$$

未摂動波動関数$\hat{\psi}^{(0)}$とプロパゲータSは、$\bar{E}, \bar{B}$に非摂動的にドレスされてる

$$[i\partial\!\!\!/ - e\bar{A}\!\!\!/ - m]\hat{\psi}^{(0)} = 0$$

$$[i\partial\!\!\!/ - e\bar{A}\!\!\!/ - m]S(x,y) = \delta^4(x-y)$$

定常電磁場$\bar{E}, \bar{B}$については**解析的にその表示が求まる**

STEP 2: カイラリティ演算子のin-in期待値を計算

$$Q_5 \equiv \lim_{t\to\infty} \int \mathrm{d}\boldsymbol{x}^3 \left\langle \mathrm{vac; in} \middle| \hat{\bar{\psi}}\gamma^5\hat{\psi} \middle| \mathrm{vac; in} \right\rangle = O(1) + O(|e\mathcal{A}|^1) + O(|e\mathcal{A}|^2) + \cdots$$

導入

↓

理論

↓

結果

↓

まとめ

カイラリティ生成数(1/2)

✔ 解析的な公式

$$\frac{Q_5}{VT} = \frac{e\bar{E}e\bar{B}}{2\pi^2}\,\mathrm{e}^{-\pi\frac{m^2}{e\bar{E}}} \times \left[1 + \frac{2\pi}{T}\left(\frac{m^2}{e\bar{E}}\right)^2 \int_0^\infty \mathrm{d}\,\omega \left| \frac{\tilde{\mathcal{E}}(\omega)}{\bar{E}}\ {}_1\tilde{F}_1\!\left(1 - \frac{\mathrm{i}}{2}\frac{m^2}{e\bar{E}}; 2; \frac{\mathrm{i}}{2}\frac{\omega^2}{e\bar{E}}\right) \right|^2 \right]$$

カイラリティ生成数(1/2)

✔ 解析的な公式

$$\frac{Q_5}{VT} = \boxed{\frac{e\bar{E}e\bar{B}}{2\pi^2}\mathrm{e}^{-\pi\frac{m^2}{e\bar{E}}}} \times \left[1 + \frac{2\pi}{T}\left(\frac{m^2}{e\bar{E}}\right)^2 \int_0^\infty \mathrm{d}\,\omega \left|\frac{\tilde{\mathcal{E}}(\omega)}{\bar{E}}\ {}_1\tilde{F}_1\left(1 - \frac{\mathrm{i}}{2}\frac{m^2}{e\bar{E}}; 2; \frac{\mathrm{i}}{2}\frac{\omega^2}{e\bar{E}}\right)\right|^2\right]$$

強い定常電磁場からの寄与

カイラリティ生成数(1/2)

✔ 解析的な公式

$$\frac{Q_5}{VT} = \frac{e\bar{E}\,e\bar{B}}{2\pi^2}\,\mathrm{e}^{-\pi\frac{m^2}{e\bar{E}}} \times \left[1 + \frac{2\pi}{T}\left(\frac{m^2}{e\bar{E}}\right)^2 \int_0^\infty \mathrm{d}\,\omega \left| \frac{\tilde{\mathcal{E}}(\omega)}{\bar{E}}\,{}_1\tilde{F}_1\!\left(1 - \frac{\mathrm{i}}{2}\frac{m^2}{e\bar{E}}; 2; \frac{\mathrm{i}}{2}\frac{\omega^2}{e\bar{E}}\right) \right|^2 \right]$$

強い定常電磁場からの寄与

摂動電場からの寄与

カイラリティ生成数(1/2)

✔ 解析的な公式

$$\frac{Q_5}{VT} = \boxed{\frac{e\bar{E}e\bar{B}}{2\pi^2}\mathrm{e}^{-\pi\frac{m^2}{e\bar{E}}}} \times [1 + \boxed{\frac{2\pi}{T}\left(\frac{m^2}{e\bar{E}}\right)^2\int_0^\infty \mathrm{d}\,\omega \left|\frac{\tilde{\mathcal{E}}(\omega)}{\bar{E}}\,{}_1\tilde{F}_1\left(1-\frac{\mathrm{i}}{2}\frac{m^2}{e\bar{E}};2;\frac{\mathrm{i}}{2}\frac{\omega^2}{e\bar{E}}\right)\right|^2}]$$

強い定常電磁場からの寄与　　　　摂動電場からの寄与

- 摂動電場$\mathcal{E}$が弱い限り、任意の時間依存性について使える公式
- 摂動電場$\mathcal{E}$からの寄与 > 0

  ⇒ **必ずカイラリティ生成を増大する**
- $m \to 0$ では摂動電場$\mathcal{E}$は寄与せず、masslessのときのABJ anomalyに帰着

  ⇒ **増大効果はmassiveな粒子にだけ効く**
- $e\bar{B}$はoverall factorとして出るだけで、増大の大きさを変えない

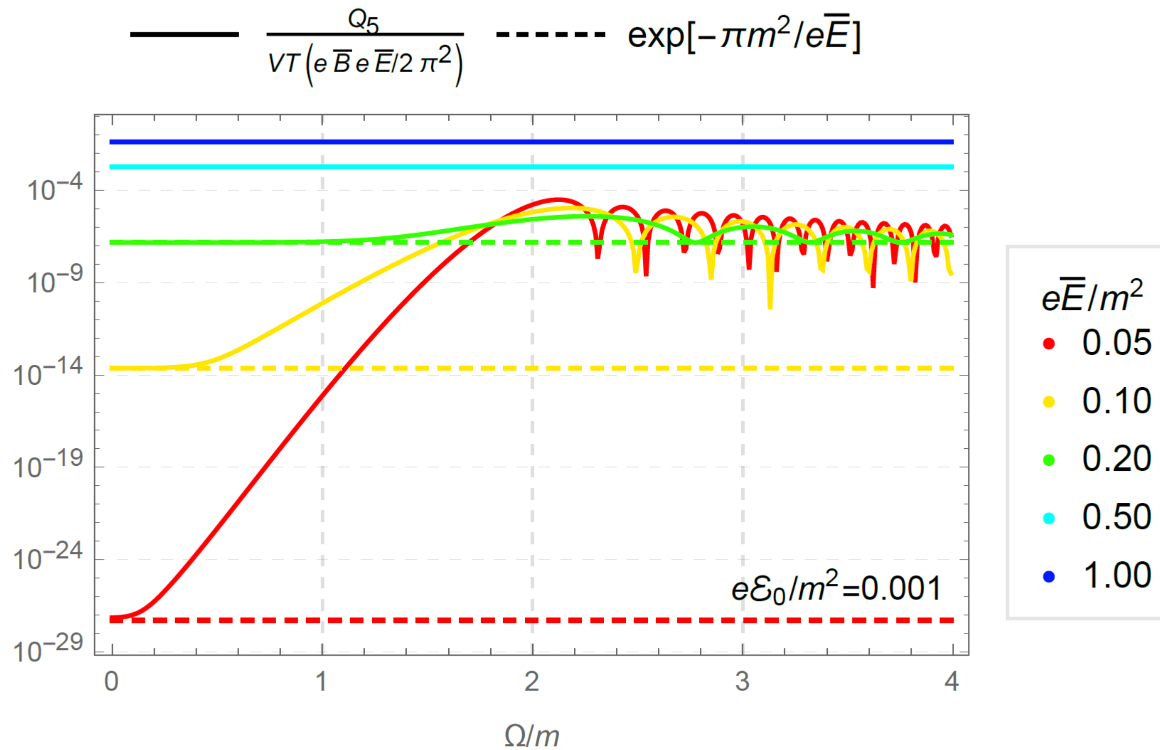
  (∵ 磁場はエネルギーを与えないので、本質的に粒子生成率に影響しない)

カイラリティ生成数(2/2)

✔ 定量的な話

$$\frac{eE(t)}{m^2} = \frac{e\bar{E}}{m^2} + 0.001\cos\Omega t$$

$$\frac{eB(t)}{m^2} = \frac{e\bar{B}}{m^2}$$



- 摂動電場$\mathcal{E}$の周波数が<u>小さい</u>: 増大効果は無視できる

  ⇒ Schwingerの公式が予想する指数関数的抑制に帰着

- 摂動電場$\mathcal{E}$の周波数が<u>大きい</u>: 増大は大きくなる

  ⇒ 増大の大きさは、おおよそ摂動電場の強さの二乗で決まる

導入

↓

理論

↓

結果

↓

まとめ

まとめ

HT, Phys. Rev. Research 2, 023257 (2020) [arXiv:2003.08948]

✔ 平行電磁場$\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{B}\neq 0$の下では、カイラリティが真空から生成

- 電場による粒子生成(Schwinger機構) と 磁場によるスピン偏極(ランダウ量子化) との結果

✔ 素朴には、massive粒子によるカイラリティ生成はほぼゼロ

- $\boldsymbol{E}=\mathrm{const.}$ ならば、Schwinger機構による粒子生成は$\exp(-\pi m^2/eE)$で強く抑制

✔ $\boldsymbol{E}=\mathrm{const.}$ に、早い摂動 (弱くて良い。例えば(ミニ)ジェット) を加えると、massive粒子のカイラリティ生成は大きく増大

- Furry描像の摂動論に基づく、任意に時間依存する摂動電場に対して、解析的な公式を導出
- massless/周波数が小さい (massive/周波数が大きい) とき、増大効果は重要でない (とても重要)

✔ Outlook: 現象論の議論

- 重イオン衝突の初期はグラズマ(強い)+ジェット(摂動)。CMEとかで、s, cなどの重クォークも効き得る?
- 物性系。特に、大規模レーザーでのカイラリティ生成の可能性
- インフレーション期でのバリオジェネシス、初期磁場生成、カイラル重力波、、、