強い電場による
真空や半導体からの
自発的なスピン流生成

田屋 英俊

(Fudan University)

共同研究者: Xu-Guang HUANG (Fudan), 松尾衛 (UCAS, 理研, 原研)

Ref: [Huang, Matsuo, HT, arXiv:1904.07593 (to appear in PTEP)]

言いたいこと

1	高エネルギー物理のSchwinger機構（強い電場による真空/基底状態からの粒子生成）を利用した**新しいスピン流生成機構の提案**
2	フェルミ面がギャップの中にあるDirac物質 (QED真空, グラフェン, Dirac半金属, 半導体,,,) に、2種類の電場 (定常電場 + 横方向の振動電場) を重ねると、スピン流が自発的に生成
3	線形近似では記述できない非線形効果 伝導電子や特殊な条件(不純物、対称性の破れ、スピン依存したバンドなど)は不要

導入

理論

結果

まとめ

強い電場による粒子生成

- ギャップよりも「強い」電場を真空/基底状態に加えると、価電子帯から電子が励起され、電子・正孔対が生成される

強い電場による粒子生成

- ギャップよりも「強い」電場を真空/基底状態に加えると、
  価電子帯から電子が励起され、電子・正孔対が生成される

- 電場の周波数Ω ($E = E_0 \cos(\Omega t)$) に応じ、**三種類に大別できる**

	高エネルギーでの名前	物性での名前
(1) 遅い電場 (Ω小)	Schwinger機構 /	Landau-Zener機構
(2) 速い電場 (Ω大)	multi-photon pair production /	(内部) 光電効果
(3) 重ね合わせ (遅い+速い電場)	dynamically assisted Schwinger 機構	Franz-Keldysh 効果

(1) 電場が遅いとき

Schwinger機構 / Landau-Zener機構

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

[Landau (1932)] [Zener (1932)]
[Majorana (1932)] [Stueckelberg (1932)]

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

(1) 電場が遅いとき

Schwinger機構 / Landau-Zener機構

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

[Landau (1932)] [Zener (1932)]
[Majorana (1932)] [Stueckelberg (1932)]

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

- 生成電子スペクトルは、ガウシアンで、**スピンに依存しない**

$$\frac{d^3N_\uparrow}{d\boldsymbol{p}^3} = \frac{d^3N_\downarrow}{d\boldsymbol{p}^3} \propto \exp[-\frac{\pi(m^2+\boldsymbol{p}_T^2)}{eE}]$$

スピン流は流れない

(2) 電場が速いとき

multi-photon pair production / 光電効果

[Brezin, Izykson (1970)] [HT, Fujii, Itakura (2014)] [Einstein (1905)]

- 光子の粒子性が効いてくる ⇒ **光子と摂動的に多重散乱**

(2) 電場が速いとき

multi-photon pair production / 光電効果

[Brezin, Izykson (1970)] [HT, Fujii, Itakura (2014)] [Einstein (1905)]

- 光子の粒子性が効いてくる ⇒ **光子と摂動的に多重散乱**

- 生成電子スペクトルは、デルタ関数で、**(偏向してなければ) スピンに依存しない**

$$\frac{d^3N_\uparrow}{d\boldsymbol{p}^3} = \frac{d^3N_\downarrow}{d\boldsymbol{p}^3} \propto \sum_n \left(\frac{eE}{m^2+\boldsymbol{p}^2}\right)^{2n} \delta\left(2\sqrt{m^2+\boldsymbol{p}^2} - n\Omega\right)$$

スピン流は流れない

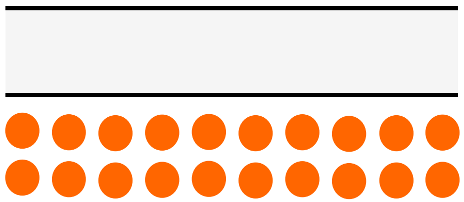
(3) 重ね合わせたとき

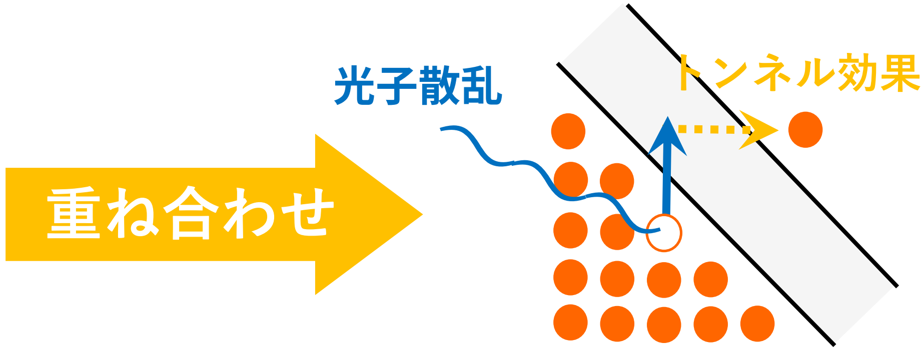
dynamically assisted Schwinger 機構 / Franz-Keldysh 効果

[Dunne, Gies, Schutzhold (2008), (2009)] [Piazza et al (2009)] [Monin, Voloshin (2010)] [HT (2019)]

[Franz (1958)] [Keldysh (1958)]

- 遅い電場による非摂動トンネル効果 + 速い電場による摂動的多重散乱





(3) 重ね合わせたとき

dynamically assisted Schwinger 機構 / Franz-Keldysh 効果

[Dunne, Gies, Schutzhold (2008), (2009)] [Piazza et al (2009)]
[Monin, Voloshin (2010)] [HT (2019)]
[Franz (1958)] [Keldysh (1958)]

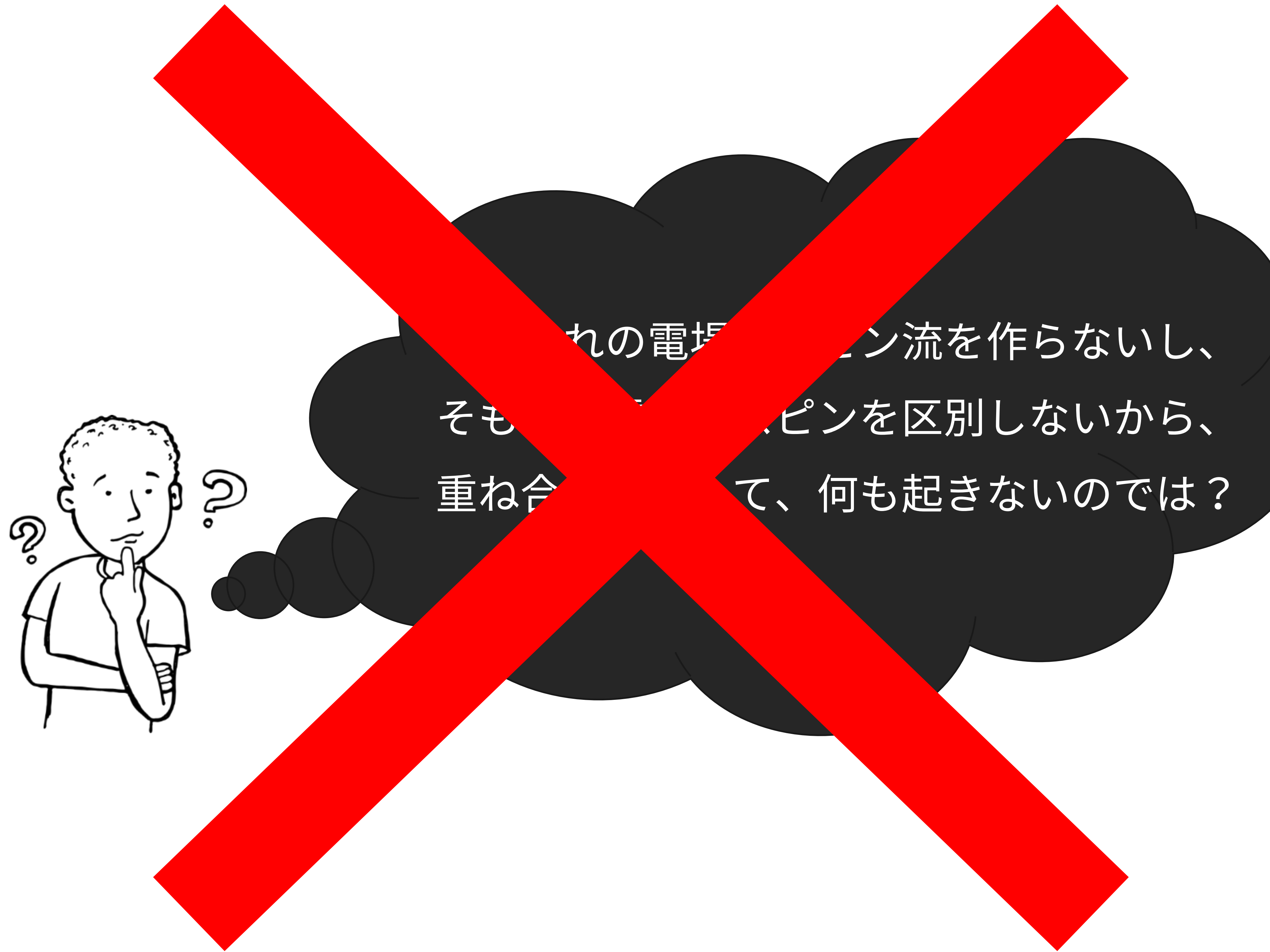
- 遅い電場による非摂動トンネル効果 + 速い電場による摂動的多重散乱

- 粒子生成の様子は、**単なる重ね合わせで理解できない**

e.g. ・非自明な生成電子スペクトル ≠ ガウシアン+デルタ関数
・生成粒子数の増大, Franz-Keldysh振動,,,

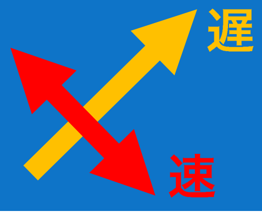
Q 電場の重ね合わせで、スピン流は流れるか？

それぞれの電場はスピン流を作らないし、
そもそも電場はスピンを区別しないから、
重ね合わせたって、何も起きないのでは？


れの電
ン流を作らないし、
そも
ピンを区別しないから、
重ね合
て、何も起きないのでは？

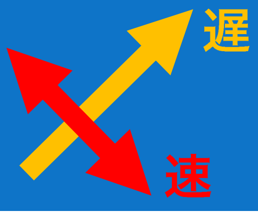
スピン流は流れる

遅い電場と速い電場が平行でなければ、
スピン軌道相互作用を通じて、スピン流が流れる



スピン流は流れる

遅い電場と速い電場が平行でなければ、
スピン軌道相互作用を通じて、スピン流が流れる



電子・正孔が電場により作られ、電場の方向に電流を流そうとする

スピン流は流れる

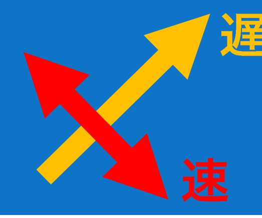
遅い電場と速い電場が平行でなければ、
スピン軌道相互作用を通じて、スピン流が流れる

電子・正孔が電場により作られ、電場の方向に電流を流そうとする

電流は、速い電場の変化に追随しようとするが、タイムラグがある
⇒ **電流と電場は厳密に平行でない** $\boldsymbol{j} \times \boldsymbol{E} \neq \boldsymbol{0}$

スピン流は流れる

遅い電場と速い電場が平行でなければ、
スピン軌道相互作用を通じて、スピン流が流れる



電子・正孔が電場により作られ、電場の方向に電流を流そうとする

電流は、速い電場の変化に追随しようとするが、タイムラグがある
⇒ **電流と電場は厳密に平行でない** $\boldsymbol{j} \times \boldsymbol{E} \neq \boldsymbol{0}$

Dirac粒子は、$\boldsymbol{s} \cdot (\boldsymbol{j} \times \boldsymbol{E})$**の形のスピン軌道相互作用を必ず持つ**

cf. ・電場の中で運動をしている電子の静止系では、電場は磁場に見える
・Dirac方程式の非相対論近似で導出可 [Foldy, Wouthuysen (1950)] [Tani (1951)]

2つの電場と直交する方向にスピン偏極し、スピン流が流れる

導入

↓

理論

↓

結果

↓

まとめ

理論計算の概要 (1/2)

セットアップ

- 電場中のDirac物質を考える: $$H = \begin{pmatrix} m\, I_{2\times2} & \boldsymbol{\sigma}\cdot(\mathrm{i}\boldsymbol{\partial} - e\boldsymbol{A}) \\ -\boldsymbol{\sigma}\cdot(\mathrm{i}\boldsymbol{\partial} - e\boldsymbol{A}) & -m\, I_{2\times2} \end{pmatrix}$$
- z方向に定常電場、x方向に振動電場を時間Tかける: $$\boldsymbol{E} = \begin{pmatrix} E_x \cos\Omega t \\ 0 \\ E_z \end{pmatrix} \theta(t)\theta(T - t)$$

理論計算の概要 (1/2)

セットアップ

- 電場中のDirac物質を考える: $H = \begin{pmatrix} m\, I_{2\times2} & \boldsymbol{\sigma}\cdot(\mathrm{i}\boldsymbol{\partial} - e\boldsymbol{A}) \\ -\boldsymbol{\sigma}\cdot(\mathrm{i}\boldsymbol{\partial} - e\boldsymbol{A}) & -m\, I_{2\times2} \end{pmatrix}$
- z方向に定常電場、x方向に振動電場を時間Tかける: $\boldsymbol{E} = \begin{pmatrix} E_x \cos\Omega t \\ 0 \\ E_z \end{pmatrix} \theta(t)\theta(T-t)$

何を計算したか

- **スピン流演算子の真空期待値**: $\left(J_{s^i}\right)^j \equiv \left\langle 0; \mathrm{in} \right| : \hat{\psi}^\dagger \left(\mathcal{J}_{s^i}\right)^j \hat{\psi} : \left| 0; \mathrm{in} \right\rangle$

ここで、$\left(\mathcal{J}_{s^i}\right)^j$は、Bargmann-Wigner spin current で

[Bargmann, Winger (1948)]
[Fradkin, Good (1961)]
[Vernes, Gyorffy, Weinberger (2007)]

$$\left(\mathcal{J}_{s^i}\right)^j \equiv \alpha^i \left(\beta\Sigma^j + \frac{p^j}{m}\gamma_5\right) \sim \Sigma^i v^j = \text{スピン×速度}$$

理論計算の概要 (2/2)

どうやって

場の理論の演算子形式に基づいた計算：

理論計算の概要 (2/2)

どうやって

場の理論の演算子形式に基づいた計算：

① 場の演算子をモード展開 ＋ 正準量子化

$$\hat{\psi}(t,\boldsymbol{x}) = \sum_s \int \mathrm{d}^3\boldsymbol{p}\left[u_{\boldsymbol{p},s}(t,\boldsymbol{x})\hat{a}_{\boldsymbol{p},s} + v_{\boldsymbol{p},s}(t,\boldsymbol{x})\hat{b}^\dagger_{-\boldsymbol{p},s}\right]$$

ここで、モード関数 $u_{\boldsymbol{p},s}, v_{\boldsymbol{p},s}$ はDirac方程式 $\mathrm{i}\partial_t\varphi_{\boldsymbol{p},s} = H\varphi_{\boldsymbol{p},s}$ を満たす

理論計算の概要 (2/2)

どうやって

場の理論の演算子形式に基づいた計算：

① 場の演算子をモード展開 + 正準量子化

$$\hat{\psi}(t,\boldsymbol{x}) = \sum_s \int \mathrm{d}^3\boldsymbol{p} \left[u_{\boldsymbol{p},s}(t,\boldsymbol{x}) \hat{a}_{\boldsymbol{p},s} + v_{\boldsymbol{p},s}(t,\boldsymbol{x}) \hat{b}^\dagger_{-\boldsymbol{p},s} \right]$$

ここで、モード関数 $u_{\boldsymbol{p},s}, v_{\boldsymbol{p},s}$ はDirac方程式 $\mathrm{i}\partial_t \varphi_{\boldsymbol{p},s} = H\varphi_{\boldsymbol{p},s}$ を満たす

② 期待値をモード関数で書き直す

[Kluger et al (1991-1993)]
[Tanji (2009)]

$$\left(J_{s^i}\right)^j \equiv \sum_s \int \mathrm{d}^3\boldsymbol{p} \left[v^\dagger_{\boldsymbol{p},s} \left(\mathcal{J}_{s^i}\right)^j v_{\boldsymbol{p},s} - (\text{regularization}) \right]$$

$v_{\boldsymbol{p},s}$**が分かれば十分 ⇒ Dirac方程式を解けばOK**

理論計算の概要 (2/2)

どうやって

場の理論の演算子形式に基づいた計算：

① 場の演算子をモード展開 ＋ 正準量子化

$$\hat{\psi}(t,\boldsymbol{x}) = \sum_s \int \mathrm{d}^3\boldsymbol{p}\left[u_{\boldsymbol{p},s}(t,\boldsymbol{x})\hat{a}_{\boldsymbol{p},s} + v_{\boldsymbol{p},s}(t,\boldsymbol{x})\hat{b}^{\dagger}_{-\boldsymbol{p},s}\right]$$

ここで、モード関数 $u_{\boldsymbol{p},s}, v_{\boldsymbol{p},s}$ はDirac方程式 $\mathrm{i}\partial_t\varphi_{\boldsymbol{p},s} = H\varphi_{\boldsymbol{p},s}$ を満たす

② 期待値をモード関数で書き直す

[Kluger et al (1991-1993)]
[Tanji (2009)]

$$\left(J_{s^i}\right)^j \equiv \sum_s \int \mathrm{d}^3\boldsymbol{p}\left[v^{\dagger}_{\boldsymbol{p},s}\left(\mathcal{J}_{s^i}\right)^j v_{\boldsymbol{p},s} - (\mathrm{regularization})\right]$$

$v_{\boldsymbol{p},s}$**が分かれば十分 ⇒ Dirac方程式を解けばOK**

- ☺ Dirac方程式をフルに解くので、非線形効果は自動的に入る
- ☺ Dirac方程式を解いているので、スピン軌道相互作用も自動的に入る
- ☹ 電子間の散乱は無視されている

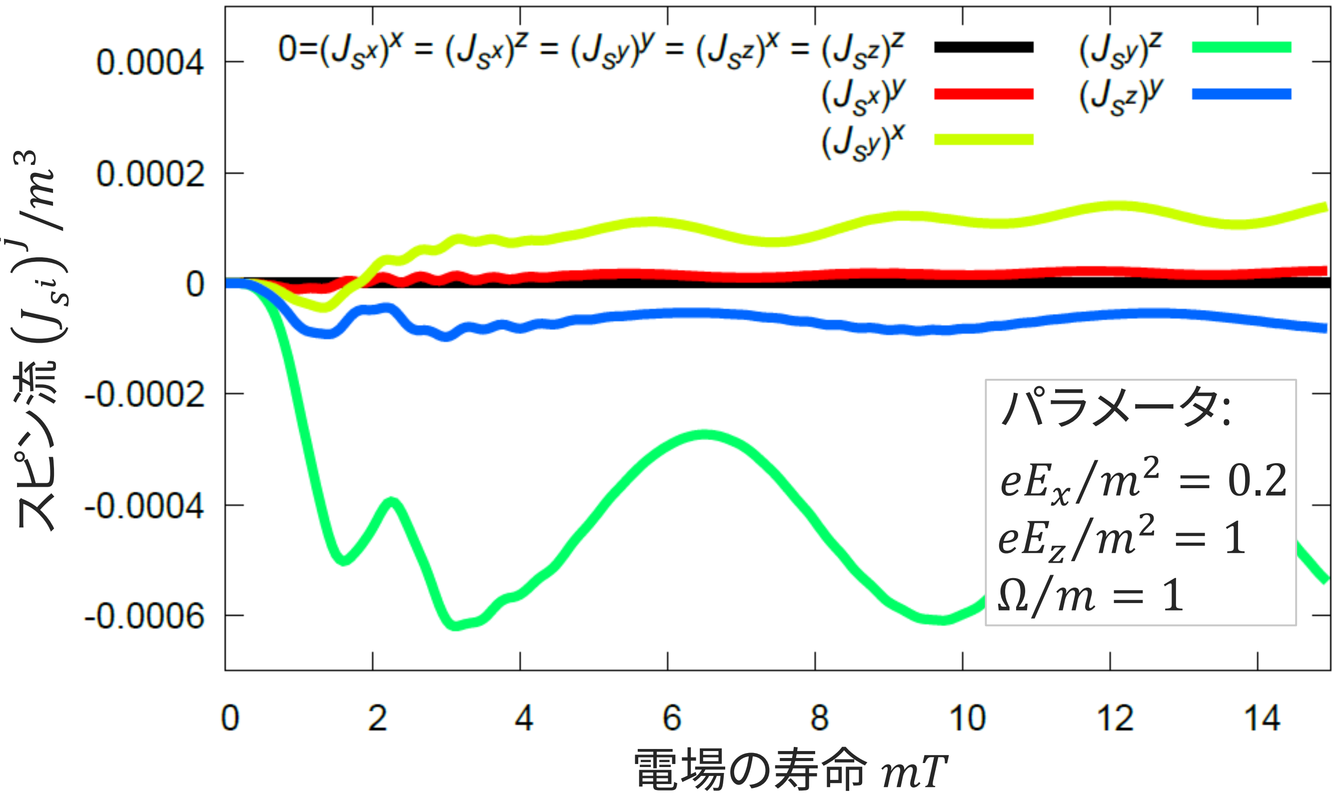
導入

理論

結果

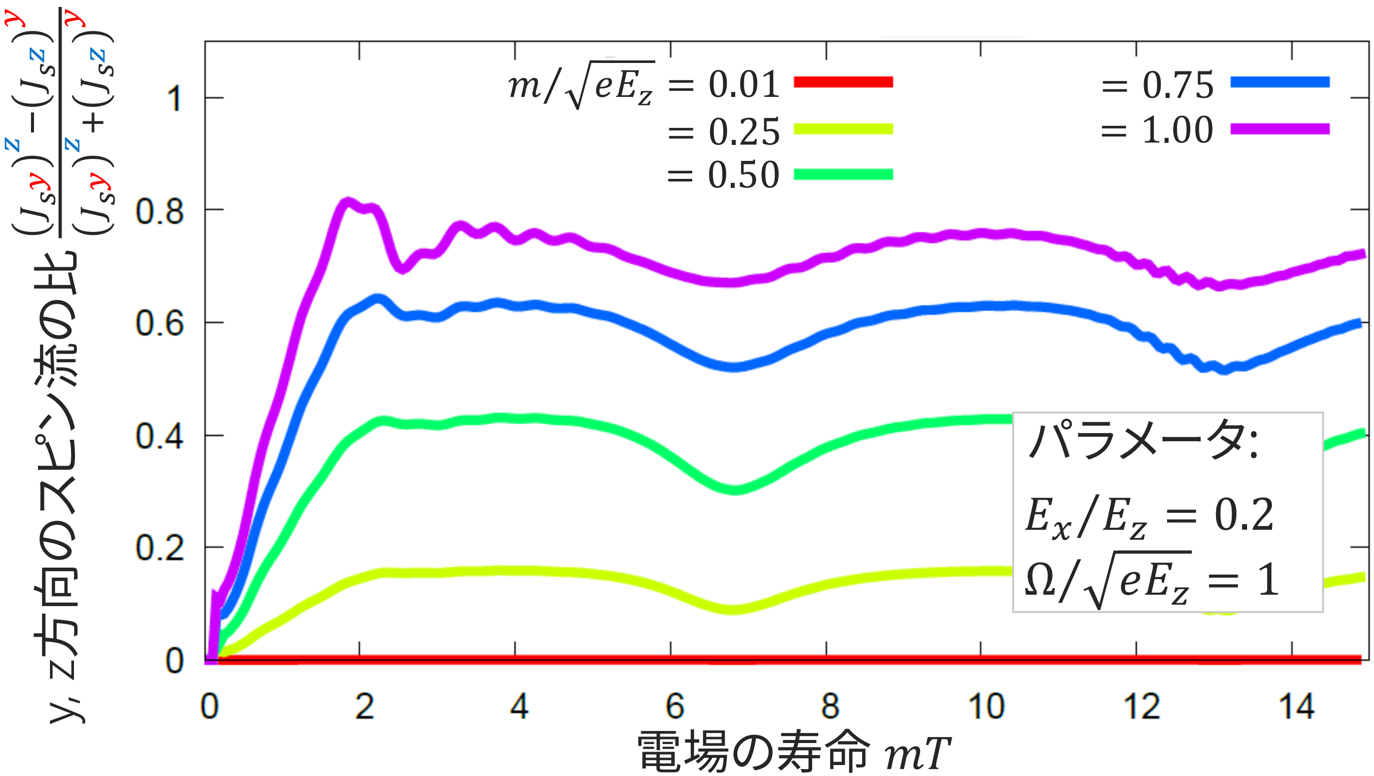
まとめ

結果(1/2): スピン流生成



- 予想したように、電場(x,z軸)に垂直な方向(y軸)にスピン偏極したスピン流が、電場の方向(x,z軸)が確かに流れている (緑、黄)
- 電場の方向(x,z軸)にも少しだけスピン偏極する (赤、青)

結果(2/2): 相対論的効果 (ヘリシティ保存)



- 質量が軽いと、相対論的効果で、スピンと運動方向が同じ方向に向こうとする

⇒ **非ゼロの$(J_{s^i})^j$が、非ゼロの$(J_{s^j})^i$を産む**

⇒ 解析的にも、証明可： $\frac{(J_{s^i})^j-(J_{s^j})^i}{(J_{s^i})^j+(J_{s^j})^i} \xrightarrow[m\to 0]{} 0$

導入

理論

結果

まとめ

まとめ

詳細は, [Huang, Matsuo, HT, arXiv:1904.07593 (to appear in PTEP)]

高エネルギー物理のSchwinger機構 (強い電場による真空/基底状態からの粒子生成) を利用した新しいスピン流生成機構の提案

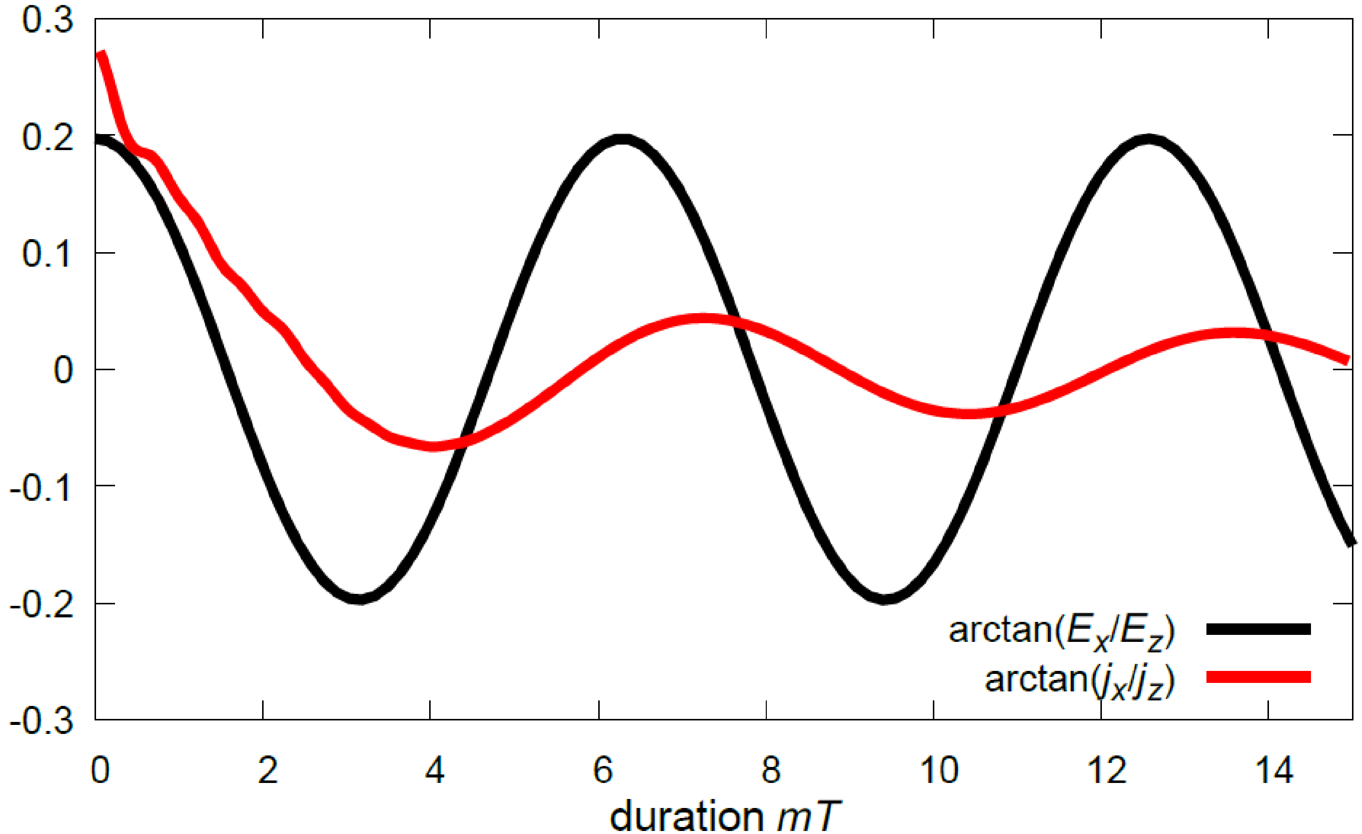
- フェルミ面がギャップ中にあるDirac物質 (QED真空, グラフェン, Dirac半金属, 半導体,,,) に、2種類の電場 (遅い電場 + 横方向の速い電場) を重ねると、スピン流が自発的に生成
- スピン流演算子のin-in期待値を、場の理論に基づき、数値的に評価した
- 線形近似では記述できない非線形効果
  伝導電子や特殊な条件 (不純物、対称性の破れ、スピン依存したバンドなど) は不要

高エネルギー物理のアイデア/テクニックがスピントロニクスにとても有用なことがある。逆も然り。

- Schwinger機構のさらなる応用　e.g. Schwinger機構を用いた磁化制御
  [Fujimoto, Huang, Matsuo, Ohminato, HT; in prep]
- 高エネルギー重イオン衝突との交流　e.g. 相対論的スピン流体の定式化
  [Hattori, Hongo, Huang, Matsuo, HT (2019)]

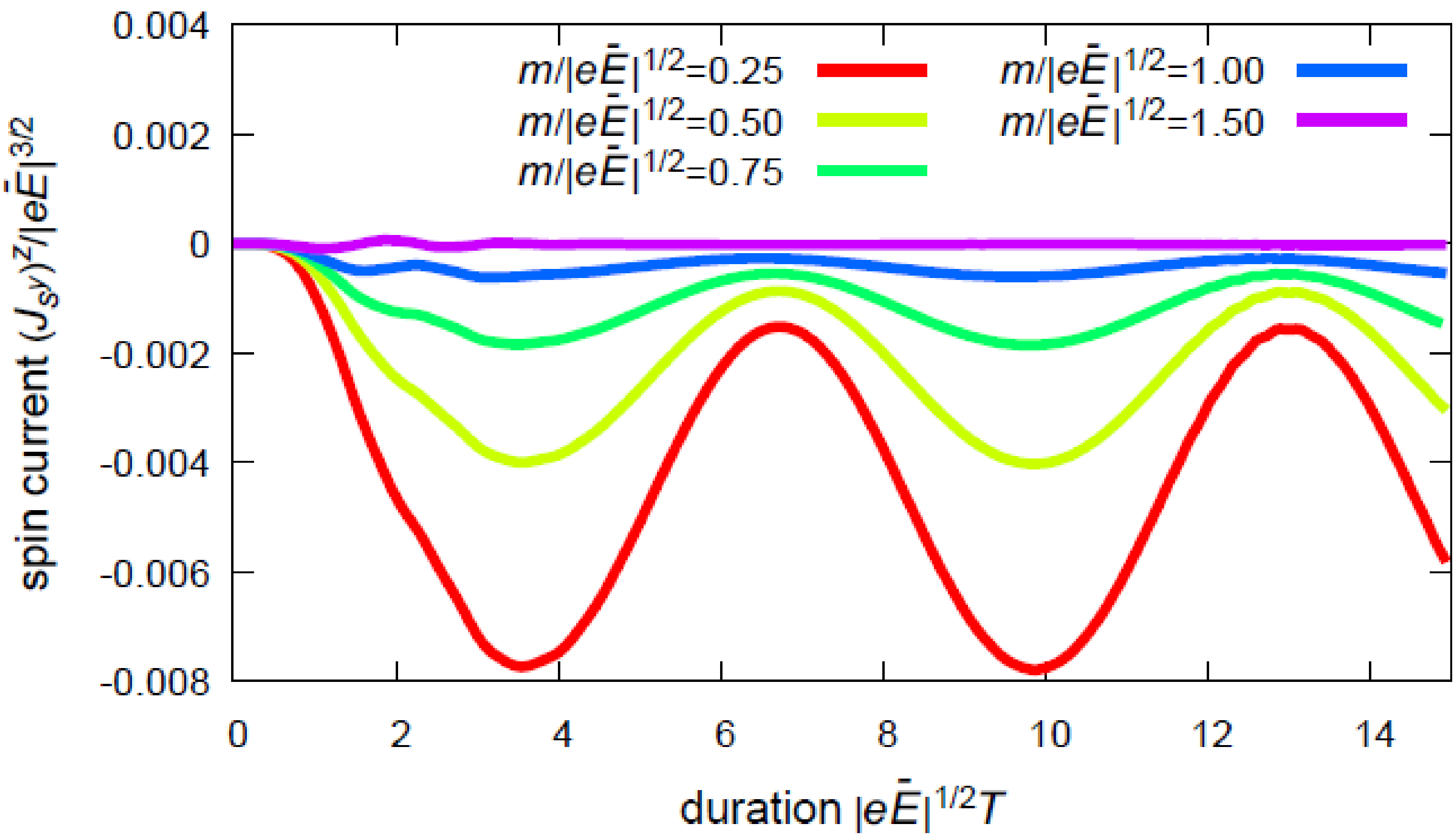
BACK UP

電流と電場の方向



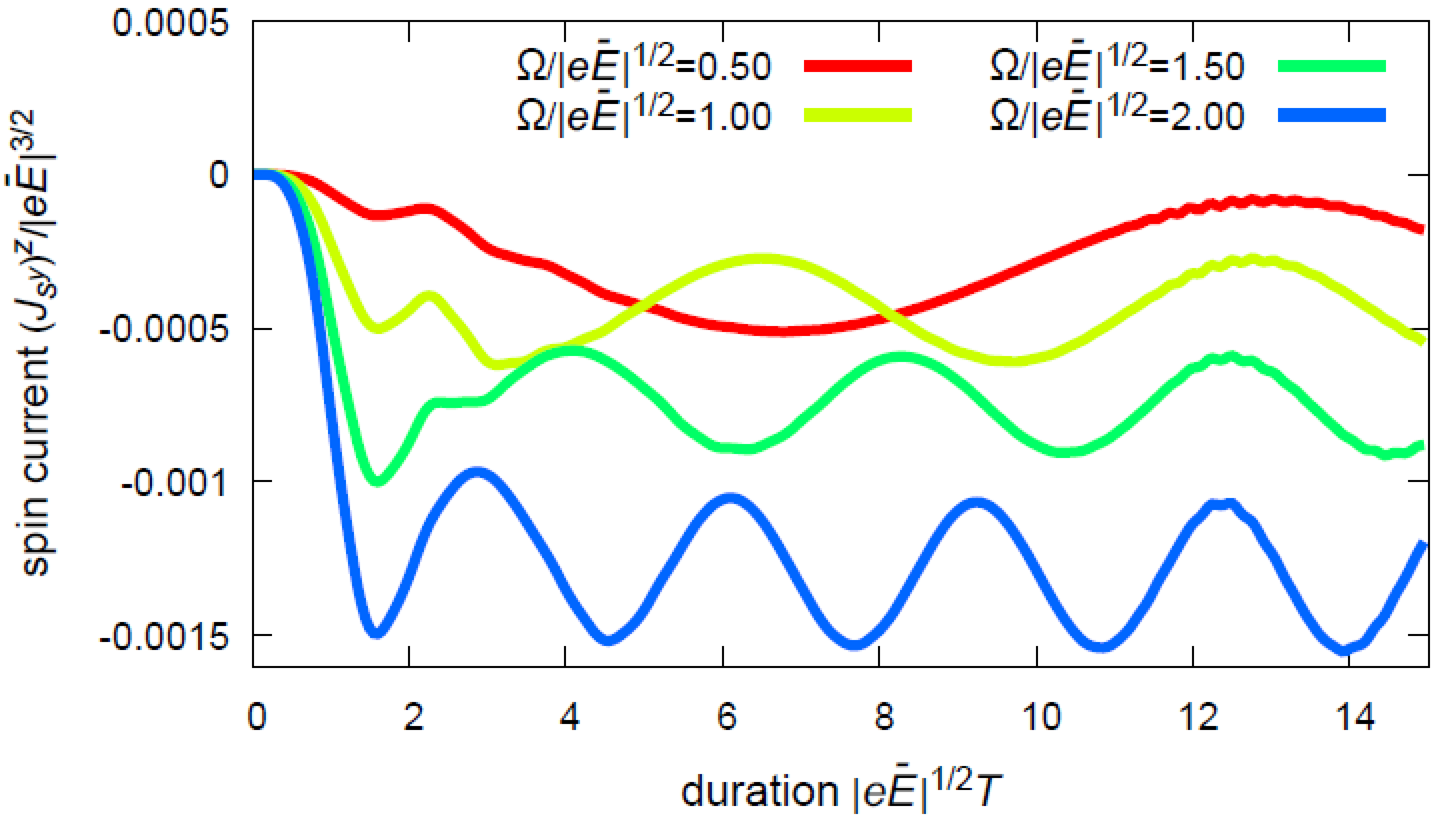
0.3
0.2
0.1
0
-0.1
-0.2
-0.3
0
2
4
6
8
10
12
14
duration mT
arctan(E_x/E_z)
arctan(j_x/j_z)

質量依存性



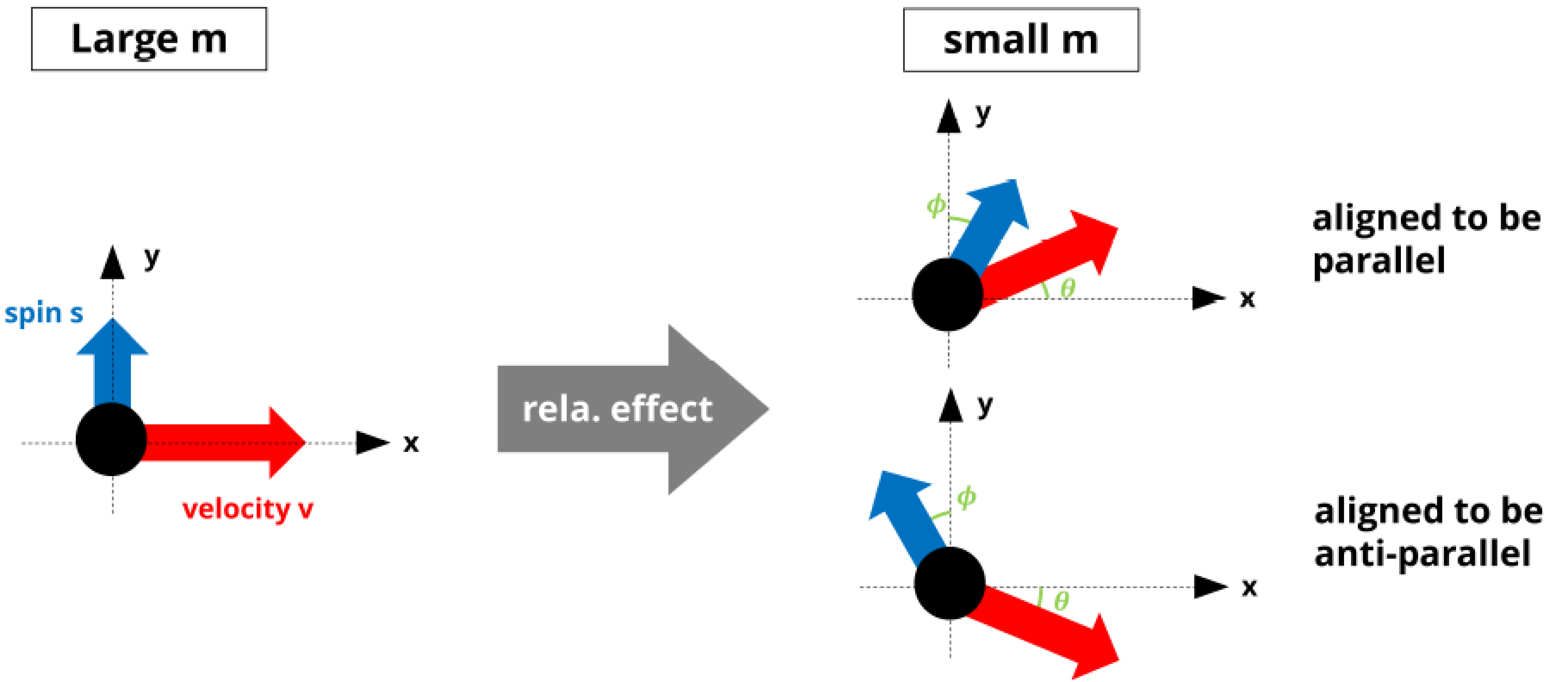
0.004
0.002
0
-0.002
-0.004
-0.006
-0.008
0
2
4
6
8
10
12
14
spin current $(J_{sy})^z/|e\bar{E}|^{3/2}$
duration $|e\bar{E}|^{1/2}T$
$m/|e\bar{E}|^{1/2}$=0.25
$m/|e\bar{E}|^{1/2}$=0.50
$m/|e\bar{E}|^{1/2}$=0.75
$m/|e\bar{E}|^{1/2}$=1.00
$m/|e\bar{E}|^{1/2}$=1.50

周波数依存性



$\Omega/|e\bar{E}|^{1/2}$=0.50
$\Omega/|e\bar{E}|^{1/2}$=1.00
$\Omega/|e\bar{E}|^{1/2}$=1.50
$\Omega/|e\bar{E}|^{1/2}$=2.00
0.0005
0
-0.0005
-0.001
-0.0015
0 2 4 6 8 10 12 14
spin current $(J_{sy})^z/|e\bar{E}|^{3/2}$
duration $|e\bar{E}|^{1/2}T$

相対論的効果



$$(J_{s^x})^x = \sum_{\pm} (\pm s \sin\phi) \times (v \cos\theta) = 0, \qquad (J_{s^y})^x = \sum_{\pm} (s \cos\phi) \times (v \cos\theta) = sv \cos\phi \cos\theta,$$

$$(J_{s^x})^y = \sum_{\pm} (\pm s \sin\phi) \times (\pm v \sin\theta) = sv \sin\phi \sin\theta, \qquad (J_{s^y})^y = \sum_{\pm} (s \cos\phi) \times (\pm v \sin\theta) = 0.$$