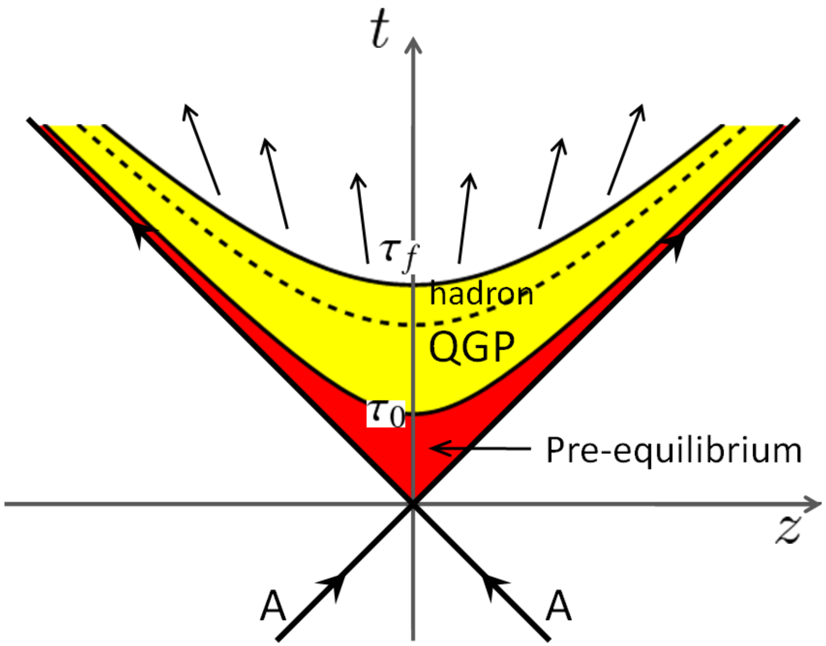
ブースト不変に膨張する電場のもとでのSchwinger機構

丹治 直人
高エネルギー加速器研究機構 (KEK)

基研研究会　熱場の量子論とその応用
2011年8月23日

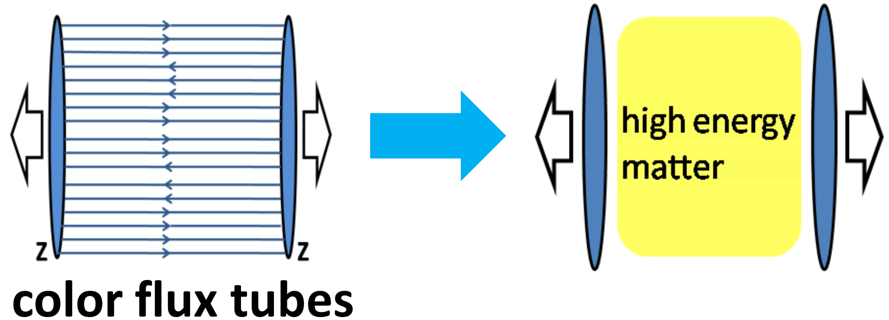
Introduction

重イオン衝突初期過程における時空発展



- カラーフラックスチューブモデル
- カラーグラス凝縮

ビーム軸方向を向いたカラー電場

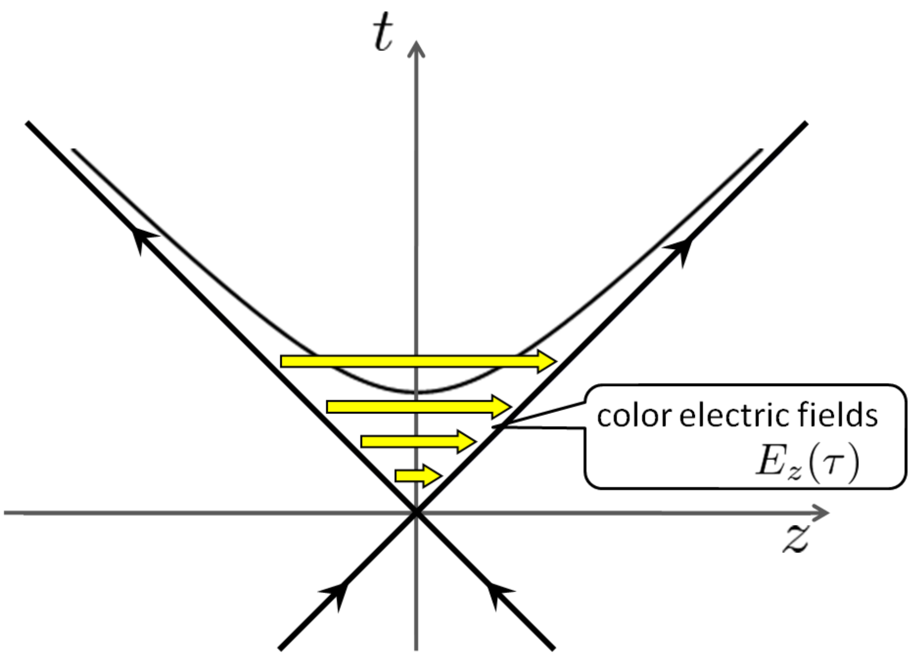


コヒーレントな電場から如何にしてプラズマが生成されるか？

Schwinger機構による非摂動論的粒子対生成

Introduction

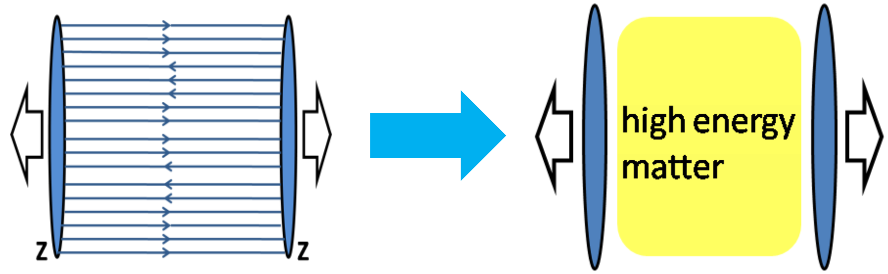
重イオン衝突初期過程における時空発展



ブースト不変な配位

- カラーフラックスチューブモデル
- カラーグラス凝縮

ビーム軸方向を向いたカラー電場

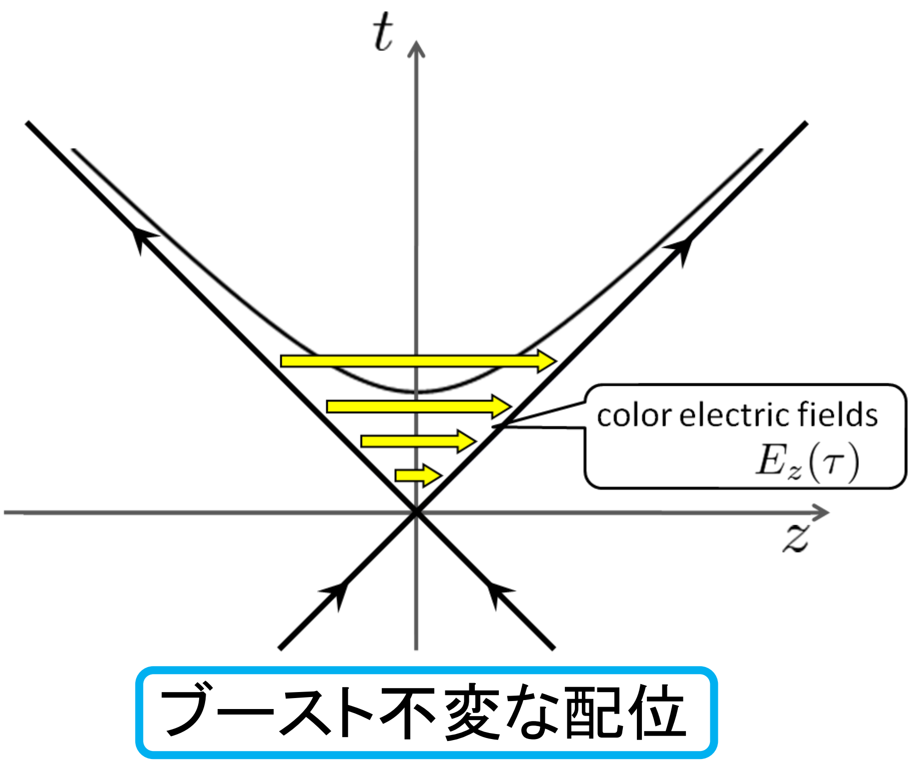


color flux tubes

コヒーレントな電場から如何にしてプラズマが生成されるか？

Schwinger機構による非摂動論的粒子対生成

ブースト不変に膨張する電場からの粒子対生成



ブースト不変に膨張する電場

?

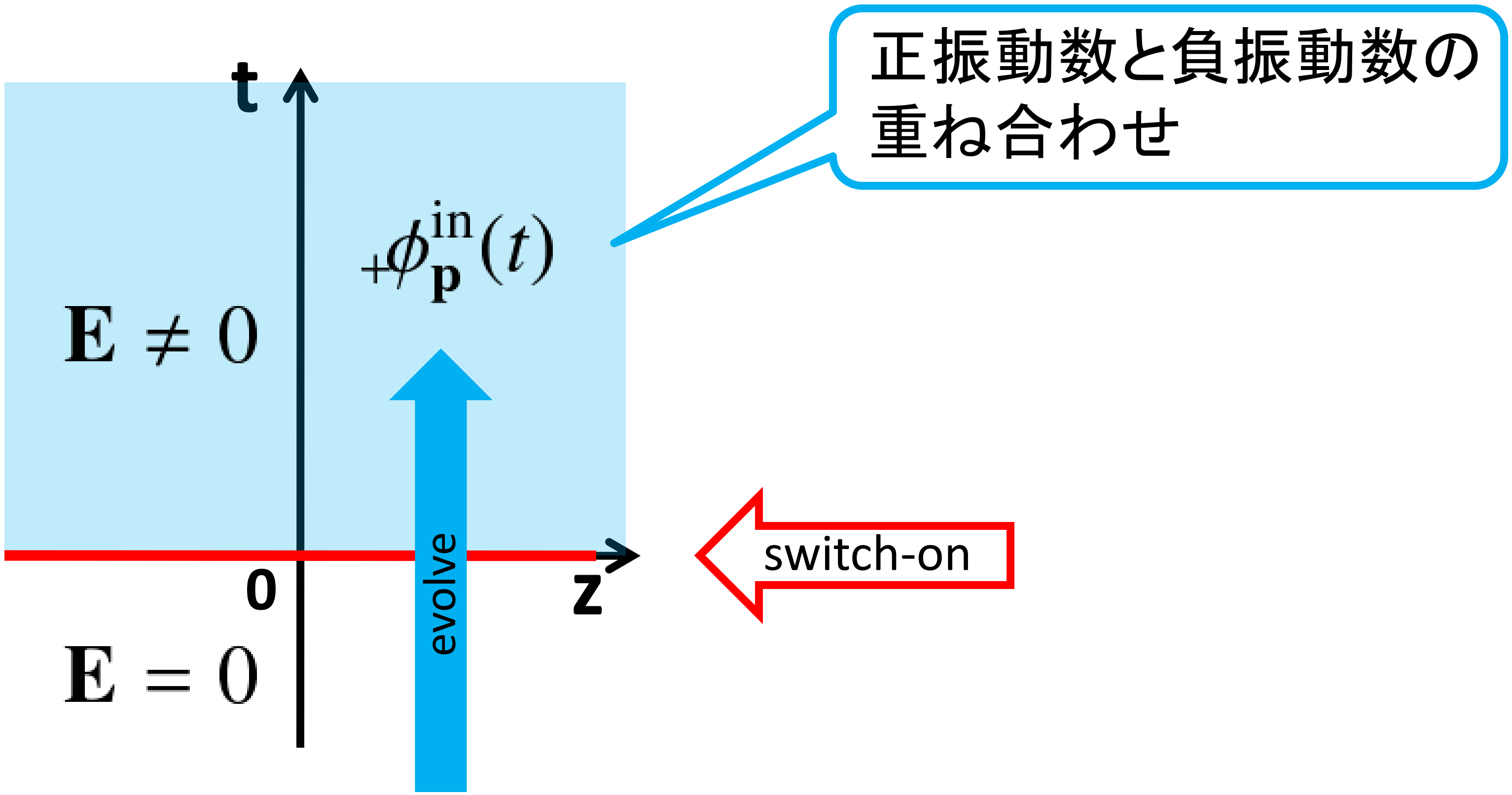
ブースト不変に膨張する流体(QGP)

Bjorken's flow (the scaling flow)

$$v_z = \frac{z}{t}$$

対生成のダイナミクスはどのような変更を受けるか？

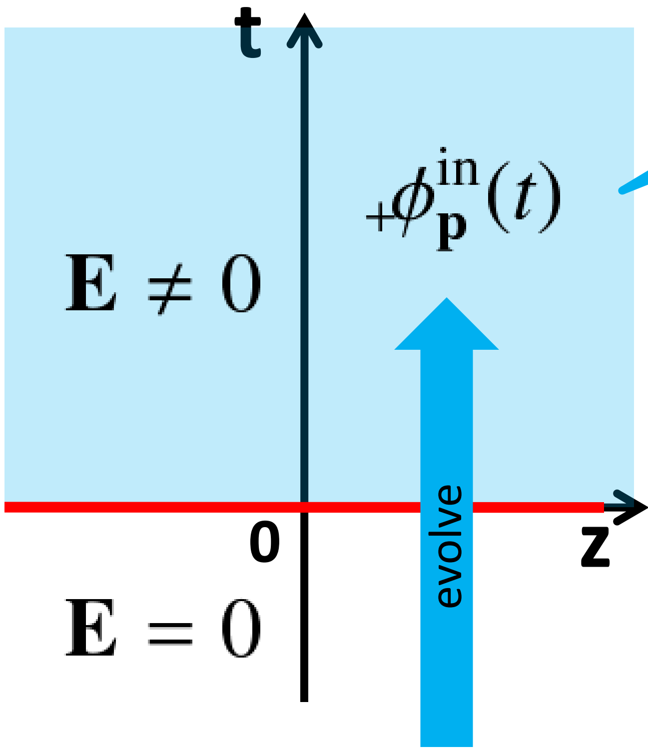
Quantization in background fields



$$_{+}\phi^{\mathrm{in}}_{\mathbf{p}}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\omega_p}} e^{-i\omega_p t}$$

正振動数の解

Quantization in background fields



正振動数と負振動数の
重ね合わせ

$$ {}_{+}\phi^{\mathrm{in}}_{\mathbf{p}}(t) = \frac{1}{\sqrt{2\omega_p}} e^{-i\omega_p t} $$

時間に依存したBogoliubov変換

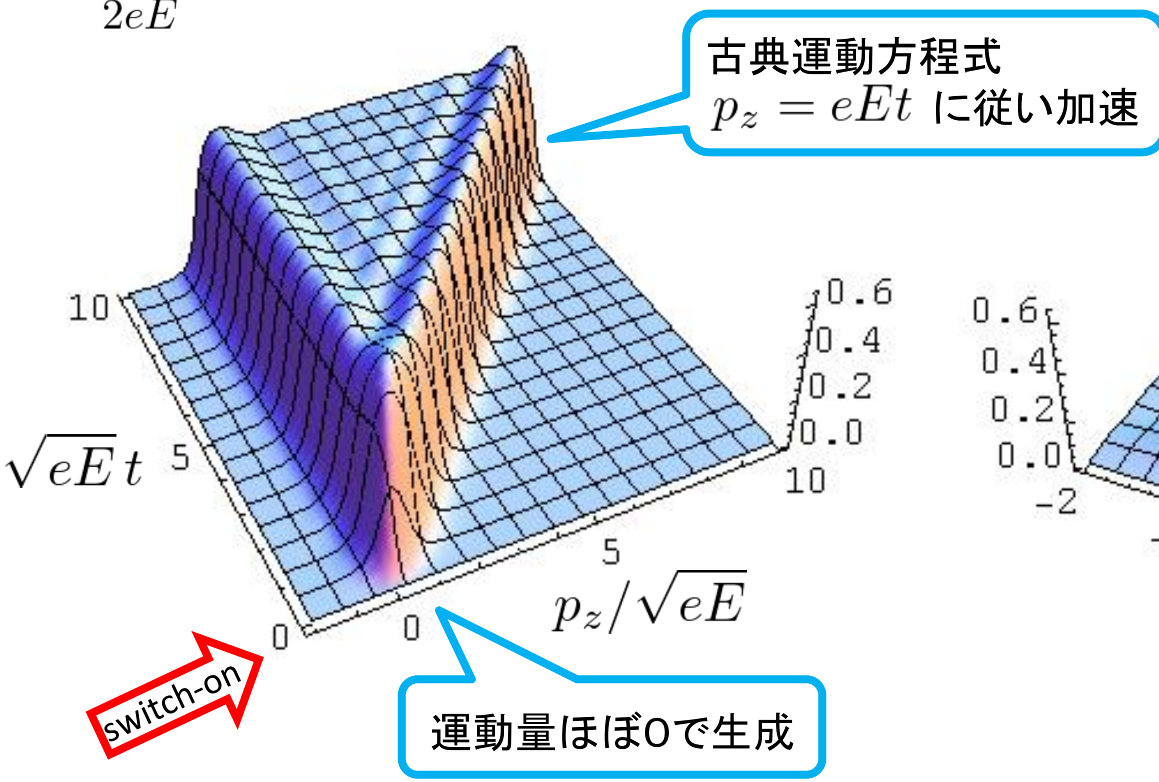
$$ a_{\mathbf{p}}(t) = \alpha_{\mathbf{p}}(t) a^{\mathrm{in}}_{\mathbf{p}} + \beta_{\mathbf{p}}(t) b^{\mathrm{in}\dagger}_{-\mathbf{p}} $$
$$ b^{\dagger}_{-\mathbf{p}}(t) = \alpha^{*}_{\mathbf{p}}(t) b^{\mathrm{in}\dagger}_{-\mathbf{p}} + \beta^{*}_{\mathbf{p}}(t) a^{\mathrm{in}}_{\mathbf{p}} $$

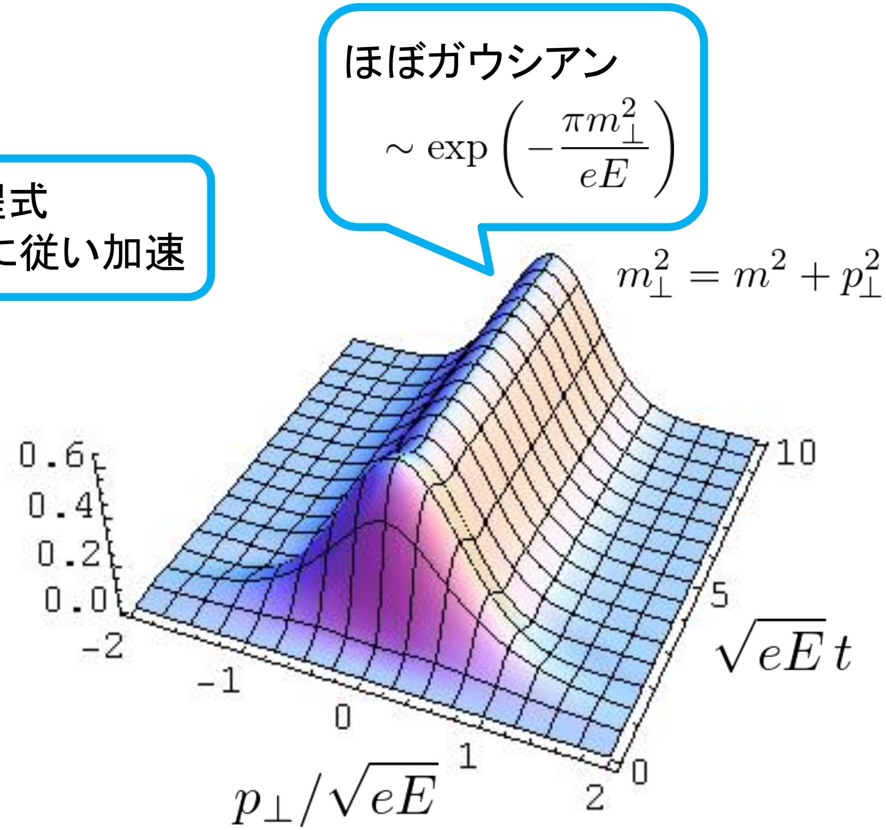
$$ \begin{aligned} f_{\mathbf{p}}(t) &= \langle 0, \mathrm{in} | a^{\dagger}_{\mathbf{p}}(t) a_{\mathbf{p}}(t) | 0, \mathrm{in} \rangle \frac{(2\pi)^3}{V} \\ &= \langle 0, \mathrm{in} | b^{\dagger}_{-\mathbf{p}}(t) b_{-\mathbf{p}}(t) | 0, \mathrm{in} \rangle \frac{(2\pi)^3}{V} \\ &= |\beta_{\mathbf{p}}(t)|^2 \end{aligned} $$

is non-zero.

分布関数(相空間密度) $f_{\mathbf{p}}(t) = (2\pi)^3 \dfrac{dN}{d^3x d^3p} = \langle 0, \mathrm{in} | a^\dagger_{\mathbf{p}}(t) a_{\mathbf{p}}(t) | 0, \mathrm{in} \rangle \dfrac{(2\pi)^3}{V}$ の時間発展

- 空間一様・定電場
- QED
- $\dfrac{m^2}{2eE} = 0.1$





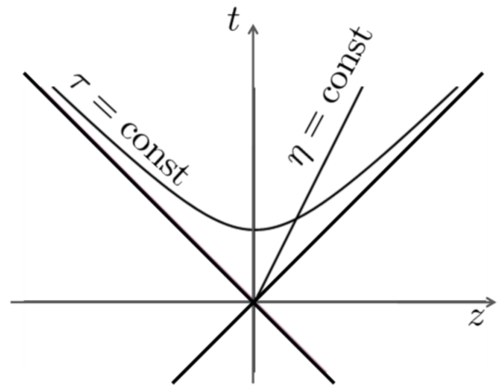
longitudinal momentum distribution
$(p_\perp = 0)$

transverse momentum distribution
$(p_z/\sqrt{eE} = 1)$

曲がった座標の上での場の量子化

τ-η 座標

$$\begin{cases} \tau = \sqrt{t^2 - z^2} \\ \eta = \frac{1}{2}\ln\frac{t+z}{t-z} \end{cases}$$



ブースト不変性 ⟺ η の並進不変性

➡ η に共役な運動量 λ を固有状態にもった粒子が生成される

λ の固有状態と通常の運動量の固有状態の生成・消滅演算子の関係

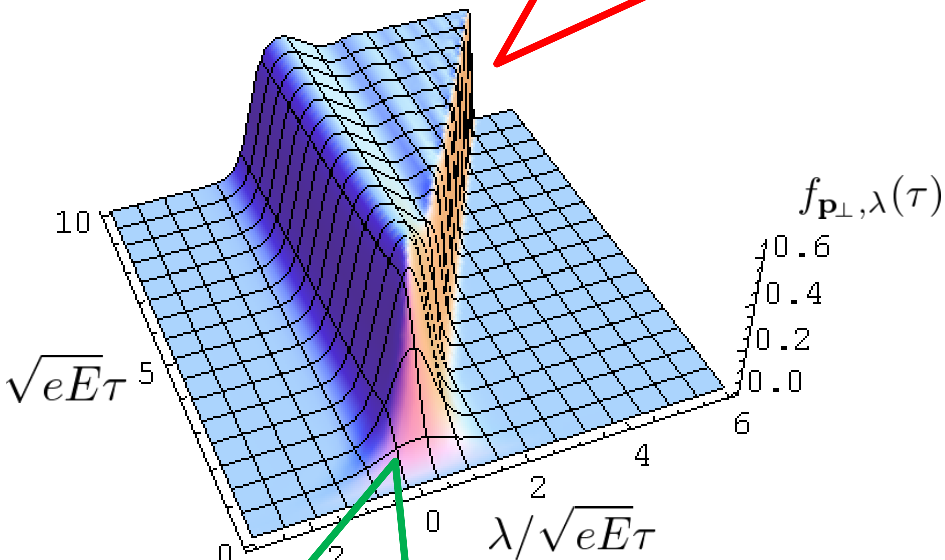
$$a_\lambda = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int \frac{dp_z}{\sqrt{\omega_p}} e^{-i\lambda y_p} a_p$$

$$b^\dagger_\lambda = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int \frac{dp_z}{\sqrt{\omega_p}} e^{-i\lambda y_p} b^\dagger_p \qquad y_p = \frac{1}{2}\ln\frac{\omega_p + p_z}{\omega_p - p_z}$$

分布関数（相空間密度） $f_{\mathbf{p}_\perp,\lambda}(\tau) = (2\pi)^3 \dfrac{dN}{d^2x_\perp d\eta d^2p_\perp d\lambda}$ $= \langle 0,\mathrm{in}|a^\dagger_{\lambda,\mathbf{p}_\perp}(\tau)a_{\lambda,\mathbf{p}_\perp}(\tau)|0,\mathrm{in}\rangle \dfrac{\tau(2\pi)^3}{V}$ の時間発展

- 定電場 $E_z(\tau) = \mathrm{const.}$
- QED
- $a = 0.1$

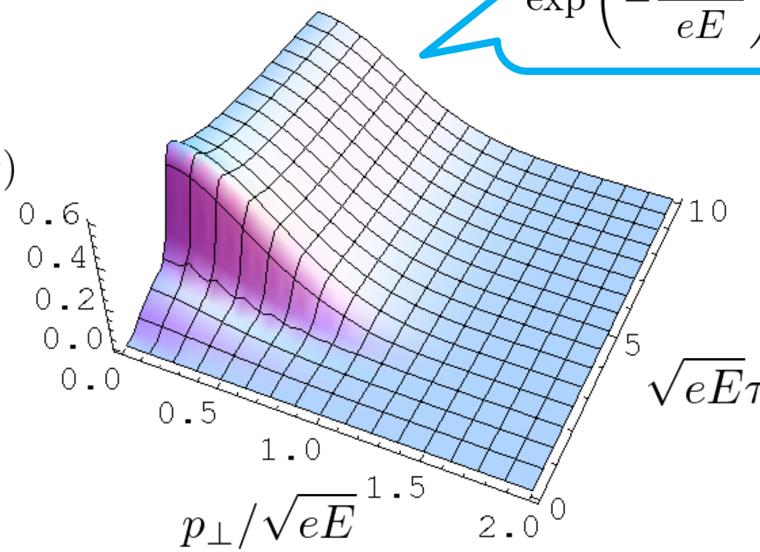
古典運動方程式 $\dfrac{\lambda}{\tau} = \dfrac{1}{2}eE\tau$ に従い加速



“運動量”ほぼ0で生成

longitudinal momentum distribution

ほぼガウシアン
$\exp\left(-\dfrac{\pi m_\perp^2}{eE}\right)$



transverse momentum distribution

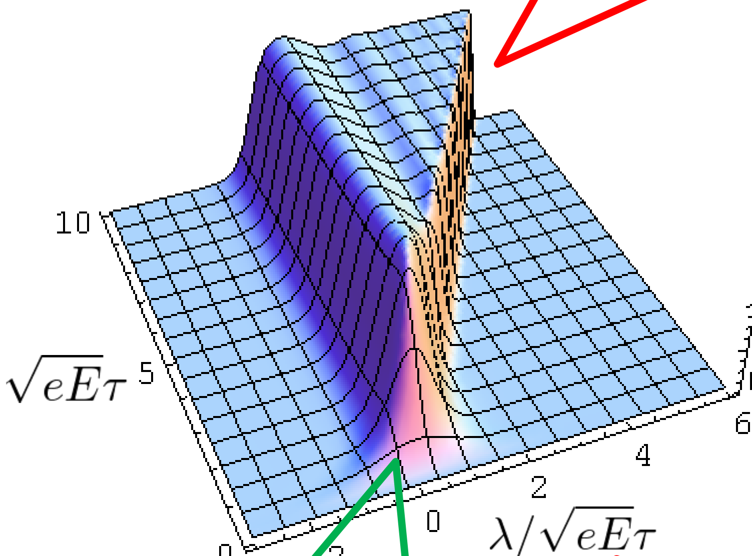
空間一様な場合と同じような振る舞い

分布関数(相空間密度) $f_{\mathbf{p}_\perp,\lambda}(\tau) = (2\pi)^3 \frac{dN}{d^2x_\perp d\eta d^2p_\perp d\lambda} = \langle 0, \mathrm{in}|a^\dagger_{\lambda,\mathbf{p}_\perp}(\tau) a_{\lambda,\mathbf{p}_\perp}(\tau)|0,\mathrm{in}\rangle \frac{\tau(2\pi)^3}{V}$ の時間発展

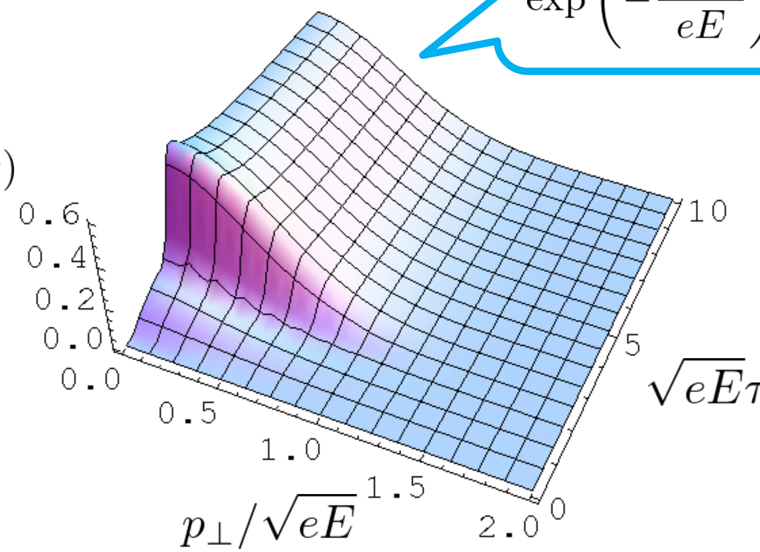
- 定電場 $E_z(\tau) = \mathrm{const.}$
- QED
- $a = 0.1$

古典運動方程式
$\frac{\lambda}{\tau} = \frac{1}{2}eE\tau$ に従い加速

ほぼガウシアン
$\exp\left(-\frac{\pi m_\perp^2}{eE}\right)$



$f_{\mathbf{p}_\perp,\lambda}(\tau)$



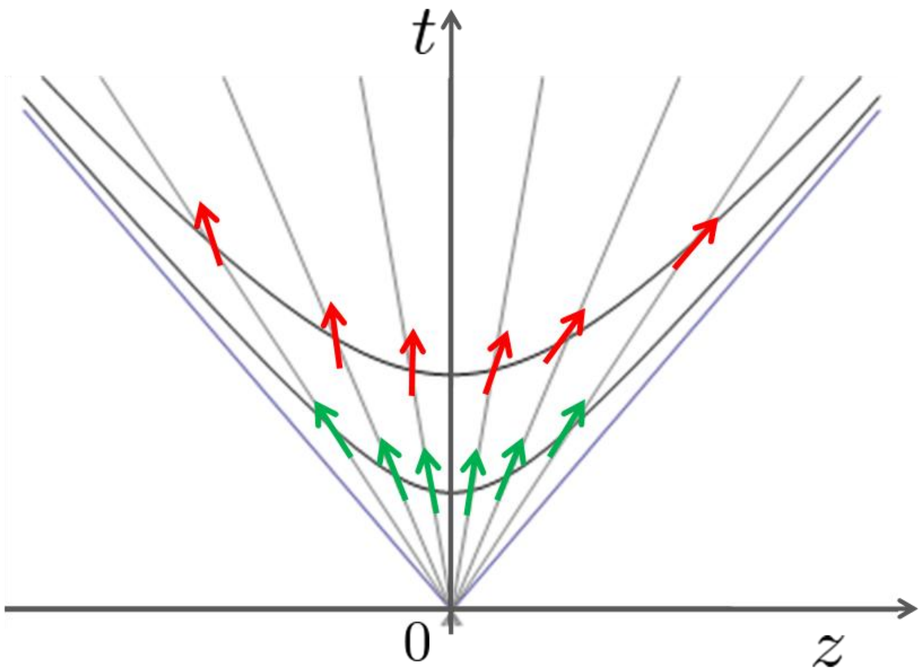
“運動量”ほぼ0で生成

longitudinal momentum di... distribution

運動量の物理的意味が違う

空間一様な場合と同じような振る舞い

λ/τ は速度 $v_z = z/t$ で動く系で観測した運動量

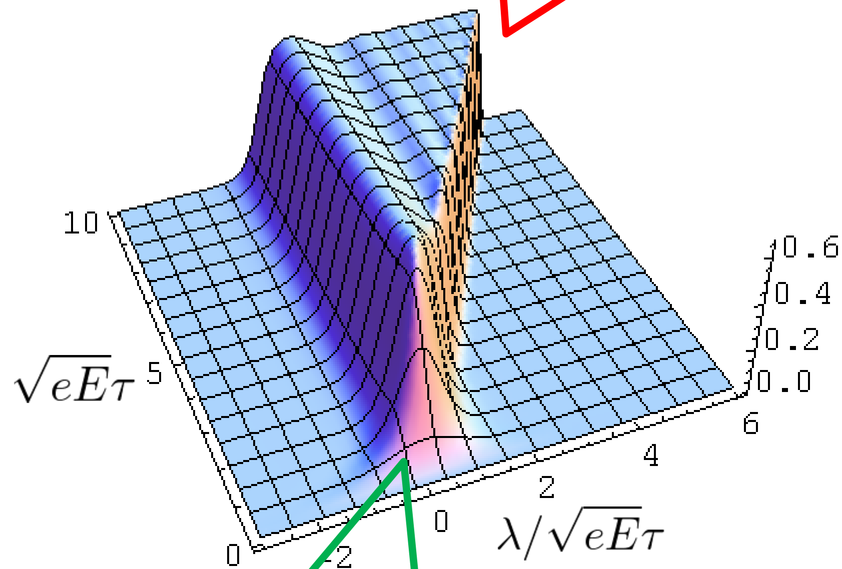


① 運動量0で生成

➡ Bjorken's flowと同じ速度分布で生成される $v_z = z/t$

② 電場による加速で速度分布がスケーリング分布からずれる

古典運動方程式 $\frac{\lambda}{\tau} = \frac{1}{2} eE\tau$ に従い加速



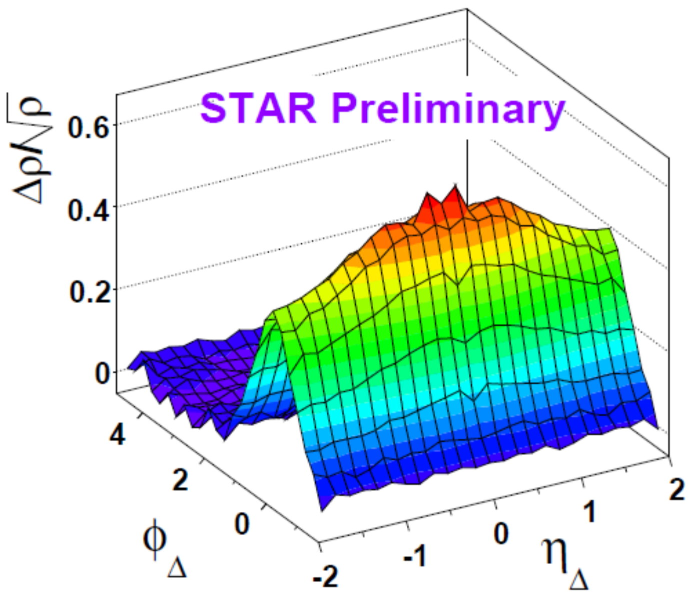
"運動量"ほぼ0で生成

longitudinal momentum distribution in moving frame

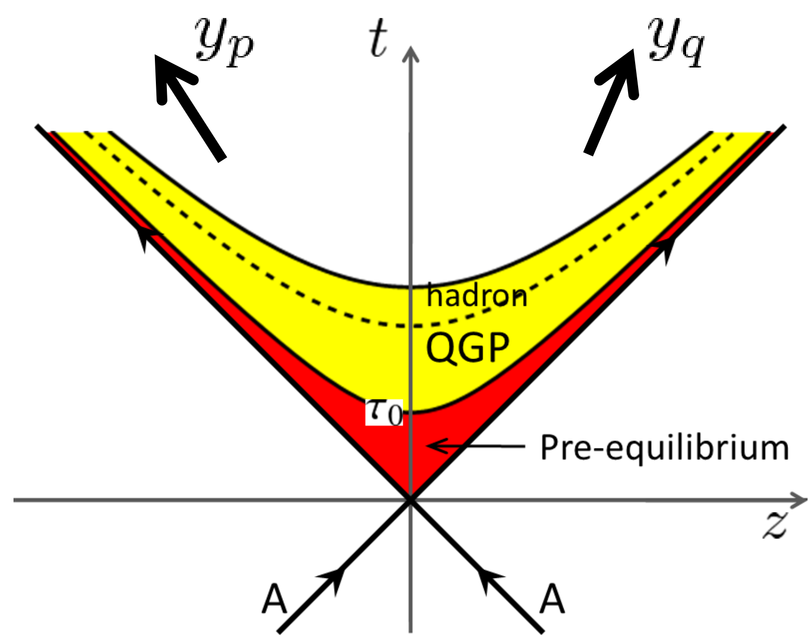
2粒子相関

$$\frac{dN_2}{d^3pd^3q} = \langle 0,\mathrm{in}|a^\dagger_{\mathbf{p}}a^\dagger_{\mathbf{q}}a_{\mathbf{p}}a_{\mathbf{q}}|0,\mathrm{in}\rangle$$

$$C(y_p,\mathbf{p}_\perp;y_q,\mathbf{q}_\perp) \equiv \frac{\dfrac{dN_2}{d^2p_\perp dy_p d^2q_\perp dy_q} - \dfrac{dN}{d^2p_\perp dy_p}\dfrac{dN}{d^2q_\perp dy_q}}{\dfrac{dN}{d^2p_\perp dy_p}\dfrac{dN}{d^2q_\perp dy_q}}$$



near-side ridge phenomena observed at RHIC and LHC



ラピディティー空間の長距離相関

- **空間一様な電場**　(Fukushima-Gelis-Lappi, 2009)

$$\frac{dN_2}{d^3p\,d^3q} = \frac{dN}{d^3p}\frac{dN}{d^3q} + \boxed{\{f_{\mathbf{p}}(t)\}^2 \frac{V}{(2\pi)^3}\delta^3(\mathbf{p}-\mathbf{q})} \qquad \frac{dN}{d^3p} = f_{\mathbf{p}}(t)\frac{V}{(2\pi)^3}$$

$\mathbf{p}=\mathbf{q}$ のときのみ相関　(Bose-Einstein correlation)

- **ブースト不変に膨張する電場**

$$\frac{dN_2}{d^2p_\perp dy_p d^2q_\perp dy_q} = \frac{dN}{d^2p_\perp dy_p}\frac{dN}{d^2q_\perp dy_q} + \boxed{\left|\int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{-i\lambda(y_p-y_q)} f_{\mathbf{p}_\perp,\lambda}(\tau)\right|^2 \frac{L^2}{(2\pi)^2}\delta^2(\mathbf{p}_\perp-\mathbf{q}_\perp)}$$

$$\frac{dN}{dy_p d^2p_\perp} = \int \frac{d\lambda}{2\pi} f_{p_\perp,\lambda}(\tau)\frac{L^2}{(2\pi)^2}$$

$\Delta y = y_p - y_q \neq 0$　でも相関

相関は分布関数のフーリエ変換で与えられる

$$C(y_p, \mathbf{p}_\perp; y_q, \mathbf{q}_\perp) \equiv \frac{\dfrac{dN_2}{d^2p_\perp\, dy_p d^2q_\perp\, dy_q} - \dfrac{dN}{d^2p_\perp\, dy_p}\dfrac{dN}{d^2q_\perp\, dy_q}}{\dfrac{dN}{d^2p_\perp\, dy_p}\dfrac{dN}{d^2q_\perp\, dy_q}}$$

$$= \frac{\left|\int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{-i\lambda(y_p - y_q)} f_{\mathbf{p}_\perp,\lambda}(\tau)\right|^2}{\left\{\int \frac{d\lambda}{2\pi} f_{\mathbf{p}_\perp,\lambda}(\tau)\right\}^2} \frac{\delta^2(\mathbf{p}_\perp - \mathbf{q}_\perp)}{L^2/(2\pi)^2}$$

横運動量に関しては
短距離相関

$$C_L(\Delta y, \mathbf{p}_\perp) \equiv \frac{\left|\int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{-i\lambda\Delta y} f_{\mathbf{p}_\perp,\lambda}(\tau)\right|^2}{\left\{\int \frac{d\lambda}{2\pi} f_{\mathbf{p}_\perp,\lambda}(\tau)\right\}^2}$$

ラピディティー空間での相関の距離は
分布関数 $f_{\mathbf{p}_\perp,\lambda}(\tau)$ の λ 空間での広がりの逆数程度

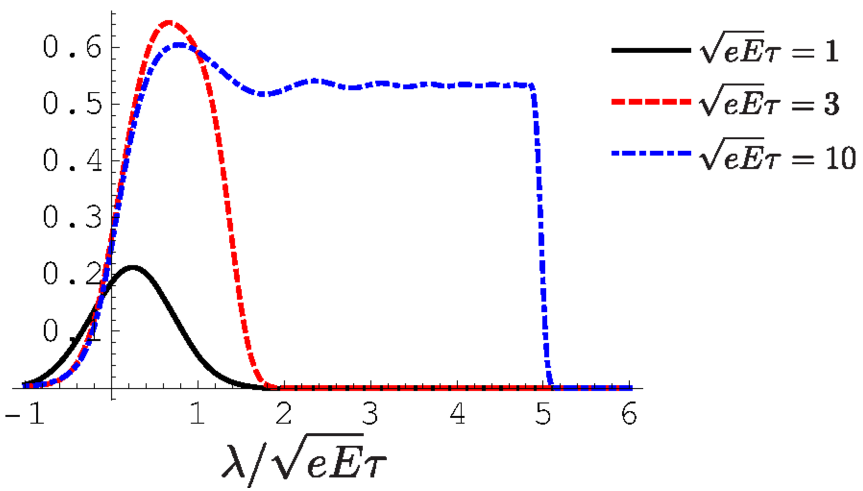
e.g. $f_{\mathbf{p}_\perp,\lambda}(\tau) \propto \delta(\lambda)$ ⇒ $C_L(\Delta y, \mathbf{p}_\perp) = 1$

速度分布がスケーリング分布
$v_z = z/t$

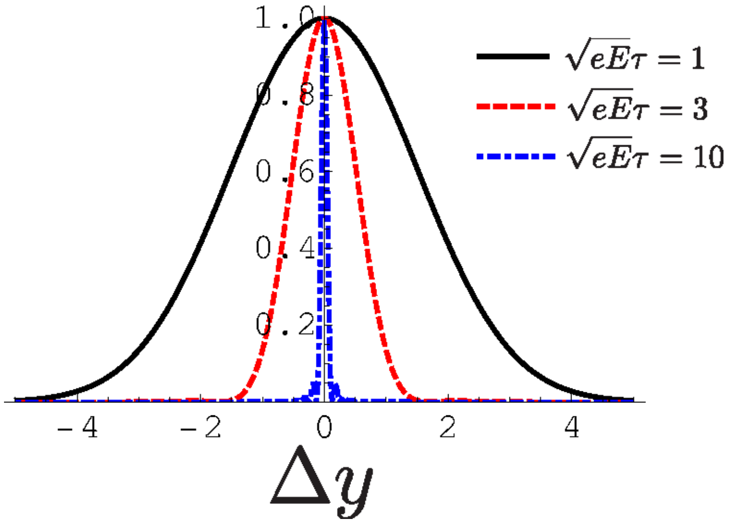
縦方向の長距離相関

ラピディティー相関は長距離になりうるが、ダイナミクスに依る。

相関の時間変化



momentum distribution $f_{p_\perp,\lambda}(\tau)$



rapidity correlation $C_L(\Delta y)$

$(p_\perp = 0)$

電場の寿命が短ければ長距離相関が残る

まとめ

- 強い電場からの非摂動論的粒子対生成による
  系の実時間発展を記述した。
- ブースト不変に膨張する電場からは、
  始めからBjorken’s flowと同じ速度分布を持った粒子が生成される。
- ブースト不変に膨張する電場のもとでは、
  粒子間にラピディティー長距離相関が現れ得る。