

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2-2000-85

Д.В.Винник*, В.А.Мизерный*, А.В.Прозоркевич*,
С.А.Смолянский*, В.Д.Тонеев

КИНЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
ВАКУУМНОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ
ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

*Физический факультет Саратовского государственного
университета, 410071, Саратов, Россия

2000

1 Введение

Открытие кварк-глюонной плазмы (КГП) и планируемое ее изучение на суперколлайдерах нового поколения стимулирует усилия, направленные на углубленное понимание механизмов ее формирования, предравновесной термализации и последующей адронизации. Настоящая работа посвящена описанию некоторых моделей предравновесной эволюции КГП. Условия ее приготовления анализируются лишь по мере необходимости. Относящиеся сюда эволюционные модели классифицируются по уровню используемого огрубления (кинетический и гидродинамический подходы), а также по положенным в основу механизмам. В силу случайно сложившейся традиции авторы отдают предпочтение кинетическому способу описания неравновесной материи и нестационарному механизму Швингера вакуумного рождения частиц в сильных полях. Иные пути и модели будут анализироваться именно с этой точки зрения.

Напомним общую картину явлений, происходящих при столкновении релятивистских тяжелых ионов. Предполагается, что в каждом из испытанных столкновении ядер генерируются цветочные заряды, которые порождают хромоматрические поля, натянутые между разлетающимися дископодобными остатками ядер (модель цветочных трубок (FTM) [1, 2]). Эти струноподобные поля могут оказаться достаточно сильными (сверхкритическими) для того, чтобы возникло заметное вакуумное туннелирование партонов, обогащающее КГП. Если их плотность оказывается достаточно высокой, становятся существенными процессы столкновений, которые приводят к термализации и установлению локально равновесного состояния. Быстрое движение зарядов КГП индуцирует цветочное поле, оказывая в свою очередь влияние на процессы вакуумного рождения и аннигиляции партонов. Это приводит к необходимости самосогласованного рассмотрения эволюции всех полевых конститuentов системы. В целом такой сценарий составляет содержание "проблемы обратной реакции" (back reaction (BR)).

Одной из возможных реализаций FTM является квантово-полевая модель системы массивных партонов, находящихся в заданном пространственно однородном нестационарном классическом электромагнитном поле, достаточно сильном для того, чтобы вызывать заметное вакуумное туннелирование частиц. Предположение о квазиклассическом характере поля может быть мотивировано как результат лидирующего приближения $1/N$ -разложения (N - число идентичных копий заряженных материальных полей) [3]-[8]. В духе FTM целесообразно также предположить в качестве первого шага, что направление хромоматрического поля фиксировано, а хромоматрическое поле отсутствует.

Эта система модельных предположений, приводящая к абелеву варианту теории, широко использовалась на полуфеноменологическом уровне для кинетического описания динамики КГП. Нужно отметить, что роль швингеровского механизма [7] вакуумного рождения партонов в сильных полях первоначально была осознана на уровне стационарных моделей (например, [8]). В качестве следующего шага для описания динамики вакуумного рождения частиц было введено кинетическое уравнение (КУ) относительно нестационарной функции распределения партонов по импульсам $f(\vec{p}, t)$ [9]-[12],

$$\frac{\partial f}{\partial t} - eE(t) \frac{\partial}{\partial p^3} f(\vec{p}, t) = C(\vec{p}, t) + S(\vec{p}, t). \quad (1)$$

Правая часть этого уравнения составлена из источника $S(\vec{p}, t)$, описывающего изменение числа заряженных частиц в результате вакуумного туннелирования в электрическом поле с напряженностью $E(t)$ и традиционного для кинетической теории интеграла столкновений (ИС) $C(\vec{p}, t)$, обеспечивающего перераспределение частиц по энергии и импульсу в результате межчастичных столкновений. До последнего времени оба слагаемых в правой части КУ (1) конструировались на основе простейших физических соображений. Швингеровский источник первоначально выбирался в форме

$$S(\vec{p}, t) = |eE(t)| \ln \left[1 \pm \exp \left(-\frac{\pi E_{cr}}{|E(t)|} \right) \right] [1 \pm f(\vec{p}, t)] \delta(p_{\parallel}), \quad (2)$$

где $E_{cr} = m^2/e$ -критическое поле. Знаки \pm соответствуют статистике Бозе-Эйнштейна и Ферми-Дирака, соответственно. Форма источника (2) варьировалась в различных работах, статистический фактор $1 \pm 2f$ был введен в [13]. Интеграл столкновений выбирался в простейшей форме (приближение времени релаксации [14, 15]).

В последние годы швингеровский источник в КУ (1) был получен на динамической основе в ряде простейших ситуаций [16]-[17]. Основанием для этого явилось то обстоятельство, что именно в постановке задачи, характерной для ФТМ, вакуумное рождение частиц в сильных нестационарных электромагнитных полях было подробно изучено в классических работах [18]-[22]. Некоторые приемы, развитые в этих работах и основанные на переходе в квазичастичное представление, будут использованы ниже в Разделе 2 для вывода КУ типа (1) в бесстолкновительном приближении. Исследование динамики порожденной из вакуума плазмы было на основе этих точных уравнений проведено в работах [17, 23] (Раздел 3). Сверхкритические значения амплитуд (хромо)электрических полей выбираются в соответствии с оценками ФТМ. Полученные в этом разделе

результаты находятся в качественном согласии с результатами полуфеноменологических подходов.

В центральной области быстрот более адекватным набором переменных является собственное время и быстрота. Введение этих переменных эквивалентно переходу из пространства Минковского в пространство казнеровского типа [24]. КУ в переменных светового конуса приведено в Разделе 4 [25]. Исследование этого уравнения показало, что в окрестности сингулярной точки рождение частиц может происходить и в отсутствие внешних полей.

В разделе 5 проведено исследование ВР-проблемы в бесстолкновительном режиме. Роль внешнего поля здесь ограничивается генерацией плазмы, состоящей из протуннелировавших из вакуума частиц и античастиц. После выключения внешнего поля плазма эволюционирует самосогласованным образом посредством ВР-механизма. Переход к самосогласованному полю включает источники нелинейности в описание динамики безмассовых и массивных полей. Это приводит к динамической нерегулярности и появлению на фоне мелкомасштабных неустойчивостей [26] крупномасштабных плазменных осцилляций. Эти колебания быстро затухают при включении механизма термализации в виде парных столкновений (Раздел 6), которые рассмотрены здесь в приближении времени релаксации для двухкомпонентной термодинамической системы.

2 Кинетическое уравнение

В соответствии с ФТМ предположим, что векторный потенциал квазиклассического электрического поля в калибровке $A^0 = 0$ выбран в виде

$$A^\mu(t) = (0, 0, 0, A^3(t) = A(t)). \quad (3)$$

Ограничиваясь сначала случаем скалярной электродинамики, наметим контуры вывода КУ, описывающего вакуумное рождение скалярных частиц в поле (3) [16, 17, 27].

Решение волнового уравнения в пространственно однородном поле (3) ищется в виде

$$\phi_k^{(\pm)}(x) = (2\pi)^{-3/2} [2\omega_-(\vec{k})]^{-1/2} e^{i\vec{k}\cdot\vec{x}} g^{(\pm)}(\vec{k}, t), \quad (4)$$

где функции $g^{(\pm)}(\vec{k}, t)$ удовлетворяют уравнению осцилляторного типа

$$\ddot{g}^{(\pm)}(\vec{k}, t) + \omega^2(\vec{k}, t) g^{(\pm)}(\vec{k}, t) = 0, \quad (5)$$

$\omega^2(\vec{k}, t) = \epsilon_\perp^2 + [k^3 - eA(t)]^2$ – квазиэнергия, $\epsilon_\perp^2 = m^2 + k_\perp^2$ и $\omega_-(\vec{k}) = \lim_{t \rightarrow -\infty} \omega(\vec{k}, t)$.

Положительно - и отрицательно - частотные решения определяются по их асимптотическому поведению при $t \rightarrow -\infty$ [18, 19, 21]

$$\phi^{(\pm)}(\vec{k}, t) \underset{t \rightarrow -\infty}{\sim} \exp(\pm i\omega_-(\vec{k})t). \quad (6)$$

Разложение полевых операторов по ортонормированному базису (4) имеет вид

$$\phi(x) = \int d^3p [\phi_{\vec{k}}^{(+)}(x) a_{-\vec{k}}^{(+)} + \phi_{\vec{k}}^{(-)}(x) a_{\vec{k}}^{(-)}]. \quad (7)$$

Условия (6) позволяют определить операторы $a_{\vec{k}}^{(-)}$ и $a_{\vec{k}}^{*(-)}$ как операторы уничтожения частиц и античастиц в in - состоянии со стандартным набором коммутационных соотношений.

Решения (4), (7) позволяют выполнить диагонализацию гамильтониана и перейти в квазичастичное представление на основе зависящего от времени канонического преобразования Боголюбова

$$b_{\vec{k}}^{(-)}(t) = \alpha_{\vec{k}}(t) a_{\vec{k}}^{(-)} + \beta_{\vec{k}}(t) a_{-\vec{k}}^{(+)}, \quad (8)$$

$$b_{-\vec{k}}^{(+)}(t) = \alpha_{\vec{k}}^*(t) a_{-\vec{k}}^{(+)} + \beta_{\vec{k}}^*(t) a_{\vec{k}}^{(-)},$$

справедливого при условии $|\alpha_{\vec{k}}(t)|^2 - |\beta_{\vec{k}}(t)|^2 = 1$. На основе уравнений движения (5), используя метод Лагранжа, можно получить следующие уравнения относительно коэффициентов преобразования (8) [21, 22], [28, 29]

$$\dot{\alpha}_{\vec{k}}(t) = \frac{\dot{\omega}(t)}{2\omega(t)} \beta_{\vec{k}}^*(t) e^{2i\Theta(t)}, \quad \dot{\beta}_{\vec{k}}(t) = \frac{\dot{\omega}(t)}{2\omega(t)} \alpha_{\vec{k}}^*(t) e^{2i\Theta(t)}, \quad (9)$$

где

$$\Theta(\vec{k}, t) = \int_{-\infty}^t d\tau \omega(\vec{k}, \tau). \quad (10)$$

В свою очередь уравнения (9) приводят к уравнения движения гейзенберговского типа для операторов рождения и уничтожения квазичастиц:

$$\frac{dc_{\vec{k}}^{(\pm)}(t)}{dt} = \frac{\dot{\omega}(t)}{2\omega(t)} c_{-\vec{k}}^{(\mp)}(t) + i [H(t), c_{\vec{k}}^{(\pm)}(t)], \quad (11)$$

где введены новые операторы

$$c_{\vec{k}}^{(\pm)}(t) = b_{\vec{k}}^{(\pm)}(t) \exp[\pm i\Theta(t)],$$

для которых остаются справедливыми канонические коммутационные соотношения. Оператор Гамильтона в квазичастичном представлении имеет вид

$$H(t) = \sum_{\vec{k}} \omega(t) \{ c_{\vec{k}}^{*(+)}(t) c_{\vec{k}}^{(-)}(t) + c_{-\vec{k}}^{*(-)}(t) c_{-\vec{k}}^{(+)}(t) \}. \quad (12)$$

Своеобразие уравнения движения (11) обусловлено унитарной неэквивалентностью перехода от исходного представления к квазичастичному.

В новом представлении можно определить в каждый момент времени число порожденных из вакуума частиц

$$f(\vec{k}, t) = \langle 0_{in} | b_{\vec{k}}^{*(+)}(t) b_{\vec{k}}^{(-)}(t) | 0_{in} \rangle = \langle 0_{in} | c_{\vec{k}}^{*(+)}(t) c_{\vec{k}}^{(-)}(t) | 0_{in} \rangle, \quad (13)$$

и аналогичным образом число античастиц $\bar{f}(\vec{k}, t)$, причем $\bar{f}(\vec{k}, t) = f(-\vec{k}, t)$.

Дифференцируя это определение по времени, получим с учетом уравнения (11)

$$\frac{df(\vec{k}, t)}{dt} = -\frac{e\varepsilon_{\perp} E(t)}{2\omega^2(t)} \left[\Phi^{(+)}(\vec{k}, t) + \Phi^{(-)}(\vec{k}, t) \right]. \quad (14)$$

Функции $\Phi^{(\pm)}(\vec{k}, t)$ описывают процессы рождения и аннигиляции частицы и античастицы в результате вакуумного туннелирования,

$$\Phi^{(-)}(\vec{k}, t) = \langle 0_{in} | c_{-\vec{k}}^{*(-)}(t) c_{\vec{k}}^{(-)}(t) | 0_{in} \rangle,$$

$$\Phi^{(+)}(\vec{k}, t) = \langle 0_{in} | c_{\vec{k}}^{*(+)}(t) c_{-\vec{k}}^{(+)}(t) | 0_{in} \rangle.$$

Для них, в свою очередь, легко получить уравнения, которые удобно сразу записать в интегральной форме,

$$\Phi^{(\pm)}(\vec{k}, t) = \frac{\varepsilon_{\perp}}{2} \int_{-\infty}^t dt' \frac{eE(t')}{\omega^2(\vec{k}, t')} \left[2f(\vec{k}, t') - 1 \right] e^{\pm 2i[\Theta(t) - \Theta(t')]} . \quad (15)$$

Здесь предполагается, что $\lim_{t \rightarrow -\infty} \Phi^{(\pm)}(\vec{k}, t) = 0$.

Подставляя (15) в (14) и переходя к функции распределения по кинематическому импульсу $f(\vec{p}, t)$, $\vec{p} = \vec{k} - e\vec{A}(t)$, получим КУ (1) (без интеграла столкновений) с источником

$$S(\vec{p}, t) = \frac{eE(t)p_3}{2(p^0)^2} \int_{-\infty}^t dt' \frac{eE(t')p(t, t')}{\omega^2(t, t')} \left[1 + 2f(\vec{p}, t') \right] \cos \left(2 \int_{t'}^t d\tau \omega(t, \tau) \right). \quad (16)$$

где

$$(p^0)^2 = \varepsilon_{\perp}^2 + p_3^2, \quad \omega(t, t') = \sqrt{\varepsilon_{\perp}^2 + p^2(t, t')}, \quad p(t, t') = p_3 - e \int_{t'}^t E(\tau) d\tau.$$

Аналогичным образом можно получить КУ относительно функции распределения по импульсам порожденных из вакуума фермионов со спином $1/2$ [16, 17]. Объединяя оба случая, запишем источник в КУ (1) в следующей форме:

$$S^{\pm}(\vec{p}, t) = W(\vec{p}, t) \int_{-\infty}^t dt' W(p(t, t'), t') \left[1 \pm 2f(\vec{p}, t') \right] \cos \left(2 \int_{t'}^t d\tau \omega(t, \tau) \right), \quad (17)$$

где амплитуда перехода $W(\vec{p}, t)$ равна

$$W(\vec{p}, t) = \frac{eE(t)p_3}{(p^0)^2} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{p_3} \right)^{g-1}, \quad (18)$$

g - фактор вырождения ($g = 1$ для бесспиновых бозонов и $g = 2$ для фермионов со спином $1/2$).

КУ (1) с источником (17) является линейным интегродифференциальным уравнением немарковского типа. Аналитическая структура источника (17) оказывается весьма сложной из-за быстро осциллирующего фактора, содержащего динамическую фазу (10) и описывающего влияние внешнего поля на вакуумные осцилляции заряженных частиц [26]. Поэтому для исследования КУ удобно представить его в форме системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Это можно сделать, например, вводя две вещественные вспомогательные функции [21, 22, 30]

$$\begin{aligned} v(\vec{k}, t) &= \int_{-\infty}^t dt' W(\vec{k} - eA(t'), t') [1 \pm 2f(\vec{k}, t')] \cos \left(2 \int_{t'}^t d\tau \omega(t, \tau) \right), \\ z(\vec{k}, t) &= \int_{-\infty}^t dt' W(\vec{k} - A(t'), t') [1 \pm 2f(\vec{k}, t')] \sin \left(2 \int_{t'}^t d\tau \omega(t, \tau) \right). \end{aligned} \quad (19)$$

Дифференцируя (19) по времени и используя КУ (1) при $C = 0$, получим систему обыкновенных линейных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \dot{f} &= \frac{1}{2} W v, \\ \dot{v} &= W(1 \pm 2f) - 2\omega z, \\ \dot{z} &= 2\omega v \end{aligned} \quad (20)$$

с нулевыми начальными условиями и параметрической зависимостью от канонического импульса \vec{k} . Отметим, что система (20) имеет очевидный первый интеграл

$$\mp(1 \pm f)^2 + v^2 + u^2 = const. \quad (21)$$

Переходя к наблюдаемым импульсам, можно переписать систему (20) в виде системы дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f(\vec{p}, t)}{\partial t} + eE(t) \frac{\partial f(\vec{p}, t)}{\partial p_3} &= \frac{1}{2} W(\vec{p}, t) v(\vec{p}, t), \\ \frac{\partial v(\vec{p}, t)}{\partial t} + eE(t) \frac{\partial v(\vec{p}, t)}{\partial p_3} &= W(\vec{p}, t) [1 \pm 2f(\vec{p}, t)] - 2p^0 z(\vec{p}, t), \\ \frac{\partial z(\vec{p}, t)}{\partial t} + eE(t) \frac{\partial z(\vec{p}, t)}{\partial p_3} &= 2p^0 v(\vec{p}, t). \end{aligned} \quad (22)$$

Уравнения (20) либо (22) и их последующие модификации явились основой для компьютерного моделирования изучаемых процессов [17, 23, 25, 31].

В рассматриваемой модели уравнения (20), (22) могут быть получены и без привлечения кинетической теории [22, 30]. Однако реализация теории в форме КУ является более предпочтительной для дальнейшего развития релятивистской кинетики с учетом вакуумного рождения частиц.

3 Динамика вакуумного рождения партонов во внешнем поле

Полученное на динамической основе КУ (1) с источником (17) приводит к ряду новых эффектов, отсутствующих в феноменологических подходах.

Наиболее важным, по-видимому, является нетривиальное распределение партонов по импульсам [17, 23, 32]. В отличие от большинства феноменологических подходов, где предполагается, что частицы рождаются в покое (см., например, (2)), источник (17) генерирует частицы с любыми импульсами, спектры которых затухают степенным образом. На рис.1 приведены распределения по импульсам для бозонов и фермионов, порождаемых из вакуума электрическим полем с потенциалом Нарожного-Никишова [18]

$$A_{ex}(t) = E_0 b [\tanh(t/b) + 1], \quad E_{ex}(t) = E_0 \cosh^{-2}(t/b) \quad (23)$$

с параметрами, характерными для ФТМ [11], [34]-[37]. Масштабы переменных здесь определяются массой партона: $t \rightarrow tm$, $p \rightarrow p/m$, $E_0 \rightarrow E_0/m^2$ и $b \rightarrow bm$. Сразу после включения поля в распределении бозонов формируется долина в области нулевых продольных импульсов, а в распределении фермионов - холм. Эти распределения занимают конечные области импульсов и со временем смещаются в сторону больших продольных импульсов, бозонная долина заполняется, а фермионный холм стабилизируется (эффект насыщения). Если внешнее поле действует достаточно долго (и, в частности, становится постоянным), в импульсном спектре могут появиться осцилляции по продольному импульсу (рис.2), совпадающие на качественном уровне с результатами других работ [27, 38].

Отметим, что влияние статистики в источнике проявляется как через амплитуды (18), так и в статистическом множителе $1 \pm 2f$. Первый из этих факторов в основном определяет форму импульсного распределения, второй обеспечивает либо фермиевское подавление, либо бозевское усиление скорости рождения частиц. Последний эффект проявляется лишь при достаточно больших плотностях плазмы.

Временная зависимость функции распределения также обладает новыми особенностями, связанными с немарковским характером источника (17) [23]. В случае достаточно слабых и медленно меняющихся полей можно вынести статистический фактор $1 \pm 2f$ из-под интеграла (17), после чего решение КУ находится в явном виде

$$f^M(\vec{p}, t) = \mp \frac{1}{2} \left\{ 1 - \exp \left[\pm 2 \int_{-\infty}^t dt' S_0(\vec{k}, t') \right] \right\}, \quad (24)$$

где $S_0(\vec{p}, t)$ - функция источника в приближении малой плотности

$$S_0(\vec{p}, t) = W(\vec{p}, t) \int_{-\infty}^t dt' \frac{eE(t')p(t, t')}{2\omega^2(t, t')} \cos \left(2 \int_{t'}^t d\tau \omega(t, \tau) \right) \left[\frac{\varepsilon_{\perp}^2}{p(t, t')} \right]^{g-1}. \quad (25)$$

Из (24) следует, что в пределе малой плотности функция распределения равна

$$f_0(\vec{p}, t) = \int_{-\infty}^t dt' S_0(\vec{p}, t'). \quad (26)$$

Последнее соотношение может быть представлено в следующей форме [21]

$$f_0(\vec{p}, t) = \frac{1}{4} \left| \int_{-\infty}^t dt' \frac{eE(t')p(t, t')}{2\omega^2(t, t')} \left[\frac{\varepsilon_{\perp}^2}{p(t, t')} \right]^{g-1} e^{2\Theta(\vec{p}, t')} \right|^2, \quad (27)$$

откуда следует, что всегда $f_0(\vec{p}, t) \geq 0$.

Для численных расчетов в марковском приближении удобнее пользоваться не формулами (24)-(27), а соответствующей системой дифференциальных уравнений, которую можно получить в этом случае по аналогии с (20)

$$\begin{aligned} \dot{f} &= \frac{1}{2} W(1 \pm 2f)v, \\ \dot{v} &= W - 2\omega z, \\ \dot{z} &= 2\omega v. \end{aligned} \quad (28)$$

В отличие от (20) эта система является уже нелинейной.

Для оценки роли эффектов немарковости удобно воспользоваться двумя временными масштабами, характерными для описания процесса вакуумного рождения частиц [17, 27, 33]. Это время туннелирования $\tau_{qu} \sim 1/\omega$ и время рождения пары

$$\tau_{prod} \sim \left\{ \int [dp] S(\vec{p}, t) \right\}^{-1}, \quad [dp] = g \frac{d\vec{p}}{(2\pi)^3} \quad (29)$$

(τ_{prod}^{-1} описывает среднюю частоту рождения пар). В марковском приближении $\tau_{prod} \gg \tau_{qu}$.

В сверхкритических полях эффекты памяти начинают играть существенную роль, и феноменологические конструкции типа (2) могут приводить к заметным ошибкам (рис.3). На этом же рисунке видны затухающие со временем осцилляции функций распределения, которые были обнаружены также в других работах (например, [27, 34]). Сами функции распределения выходят асимптотически на постоянные значения, определяемые амплитудой внешнего поля. Здесь не видна роль фермиевского подавления и бозевского усиления процесса. Нетрудно также убедиться, что при $E \rightarrow \infty$ фермиевская функция распределения стремится к своему предельному значению, а бозевская - неограниченно растет.

4 Вакуумное рождение партонов в скейлинговой области

Рассмотрим теперь особенности кинетического описания вакуумного рождения партонов в условиях буст-инвариантного продольного расширения КГП. Адекватными переменными здесь являются собственное время τ и быстрота η , связанные с x^3 и x^0 нелинейным преобразованием

$$z = \tau \sinh \eta, \quad t = \tau \cosh \eta. \quad (30)$$

Этому преобразованию соответствует переход из лабораторной системы отсчета в пространстве Минковского в сопутствующую расширяющейся материи координатную систему с нестационарной метрикой Казнеровского типа [21, 24] $g_{\mu\nu} = \text{diag}(-1, 1, 1, \tau^2)$. Полагая, по аналогии с (3), что электрическое поле направлено по оси x^3 и зависит только от τ , получим, что единственная компонента напряженности поля, отличная от нуля, равна

$$E(\tau) = -\frac{1}{\tau} \frac{dA(\tau)}{d\tau}. \quad (31)$$

Далее ограничимся случаем скалярных партонов. Вывод КУ типа (1) может быть проведен теперь в полной аналогии со случаем плоской метрики (Раздел 2). Чтобы выявить специфику рассматриваемой метрики, запишем выборочно несколько основных соотношений. Уравнение Клейна-Гордона в переменных (30) имеет вид [6]

$$\left[\partial_\tau^2 + \frac{1}{\tau} \partial_\tau - \frac{1}{\tau^2} (\partial_\eta - i\epsilon A(\tau))^2 - \partial_\perp^2 + m^2 \right] \phi(\tau, \eta, x_\perp) = 0,$$

где $x_{\perp} = (x^1, x^2)$. В силу однородности пространства решение ищется в форме (4). Некоторые отличия проявляются в уравнении осцилляторного типа: вместо (5) имеем

$$[\partial_{\tau}^2 + \frac{1}{\tau}\partial_{\tau} + \omega^2(\vec{k}, \tau)]g^{(\pm)}(\vec{k}, \tau) = 0, \quad (32)$$

где теперь $\omega^2(\vec{k}, \tau) = \varepsilon_{\perp}^2 + [(k_3 - eA(\tau))/\tau]^2$. В отличие от (6), положительно - и отрицательно-частотные решения $g^{(\pm)}$ определяются асимптотическими условиями типа (6) при $\tau \rightarrow \tau_0 > 0$, что отражает специфику нестационарных сингулярных метрик этого типа [21, 24]. Преобразование $g^{(\pm)} = \tau^{-1/2}G^{(\pm)}$ позволяет переписать уравнение (32) в форме, подобной (5),

$$\ddot{G}^{(\pm)}(\vec{k}, \tau) + \Omega^2(\vec{k}, \tau)G^{(\pm)}(\vec{k}, \tau) = 0 \quad (33)$$

с квазиэнергией $\Omega^2(\vec{k}, \tau) = \omega^2(\vec{k}, \tau) + 1/4\tau^2$. В квазичастичном представлении именно эта энергия фигурирует в диагонализированном гамильтониане типа (12) и уравнении движения гейзенберговского типа (11).

Результирующее КУ типа (1), описывающее вакуумное рождение частиц в переменных светового конуса (30), имеет вид [25]

$$\frac{df(\vec{p}, \tau)}{d\tau} = W(\vec{p}, \tau) \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau' \frac{4p(\tau, \tau')[eE(\tau')\tau'^2 - p(\tau, \tau')] - 1}{2\tau'[(2\tau'\varepsilon_{\perp})^2 + 4p^2(\tau, \tau') + 1]} \cdot [1 \pm 2f(\vec{p}, \tau')] \cos\left(2 \int_{\tau'}^{\tau} dt(\varepsilon_{\perp}^2 + [t^{-1}p(\tau, t)]^2)\right), \quad (34)$$

где

$$W(\vec{p}, \tau) = \frac{4p_3[eE(\tau)\tau^2 - p_3] - 1}{4\tau^3\Omega^2(\vec{p}, \tau)}, \quad p(\tau, \tau') = p_3 - \int_{\tau'}^{\tau} dt tE(t). \quad (35)$$

Аналогичным образом можно получить КУ для фермионов.

В качестве основной импульсной переменной в продольном направлении может быть выбран кинематический импульс либо в лабораторной ($p_3 = k_3 - eA$), либо в сопутствующей ($p_{\eta} = p_3/\tau$) системе отсчета.

Особенности перехода в новую координатную систему проявляются в КУ (34), прежде всего, в появлении сил неэлектромагнитного происхождения. Это видно уже из выражения (35) для амплитуды перехода. Тот же эффект весьма наглядно проявляется в силовом слагаемом (в дрейфовой части) КУ (34) независимо от выбора основной импульсной переменной. Например, в более адекватном условиям задачи P_{η} -представлении получим

$$\frac{df(\vec{p}_{\eta}, \tau)}{d\tau} = \frac{\partial f(\vec{p}_{\eta}, \tau)}{\partial \tau} + \left\{ eE(\tau) - \frac{\vec{p}_{\eta}}{\tau} \right\} \frac{\partial f(\vec{p}_{\eta}, \tau)}{\partial \vec{p}_{\eta}}, \quad (36)$$

где $E(\tau)$ определена формулой (31).

Очень важно, что согласно (35) источник в КУ (34) не обращается в ноль при выключении электрического поля. Другими словами, вакуумное рождение частиц продолжается в сопутствующей системе и в отсутствие внешнего поля, хотя при этом исчезают осцилляции функции распределения. Наконец, в очень сильных полях $E \gg E_{cr}$ может происходить подавление вакуумного рождения частиц до уровня, более низкого, чем при $E = 0$. Эти особенности иллюстрирует рис.4.

Описанный подход допускает следующую интерпретацию в рамках ФТМ представлений: при малых временах хромоелектрическое поле является слабым и рождение частиц происходит в результате буста плазмы, начальная плотность которой регулируется временем ее приготовления τ_0 . Позднее включается полевой источник вакуумного рождения частиц.

5 Динамика вакуумного рождения партонов в приближении среднего поля

Предположим теперь, что внешнее поле A_{ex}^μ выполняет лишь роль инициирующего импульса, генерирующего партон-антипартонную плазму, включающую в себя также внутреннее безмассовое поле A_{in}^μ . После выключения внешнего поля плазма становится изолированной самосогласованной системой, динамику которой в качестве первого шага целесообразно рассмотреть в приближении среднего поля. В этом приближении КУ (1) с источником (17) (сначала в бесстолкновительном варианте) необходимо дополнить уравнением Максвелла

$$\dot{E}(t) = -j(t), \quad (37)$$

в котором полное поле $E(t) = -\dot{A}_{ex}(t) - \dot{A}_{in}(t)$ согласуется с полным током $j(t) = j_{ex}(t) + j_{in}(t)$. Внутренний ток составлен из тока проводимости и тока вакуумной поляризации,

$$j_{in}(t) = j_{cond}(t) + j_{pol}(t), \quad (38)$$

$$j_{cond}(t) = 2e \int [dp] \frac{p_3}{\omega} f(\vec{p}, t), \quad (39)$$

$$j_{pol}(t) = e \int [dp] \frac{p_3}{\omega} v(\vec{p}, t) \left(\frac{\varepsilon}{p_3} \right)^{g-1}, \quad (40)$$

где $v(\vec{p}, t)$ определяется формулой (19), а $[dp]$ (29).

Для устранения ультрафиолетовых расходимостей в токах (39) и (40) воспользуемся процедурой n -волновой регуляризации [21, 30, 39]. В соответствии

с предписанием этой процедуры для построения контрчленов необходимо выполнить разложения функций f, v, z (19) в асимптотические ряды по обратным степеням ω . Выполняя эту операцию в системе уравнений (20), получаем следующие лидирующие вклады:

$$\begin{aligned} f_4 &= \left[eE(t) \frac{p_3}{4\omega^3} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{p_3} \right)^{g-1} \right]^2, \\ v_3 &= e\dot{E}(t) \frac{p_3}{4\omega^4} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{p_3} \right)^{g-1}, \\ z_2 &= eE(t) \frac{p_3}{2\omega^3} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{p_3} \right)^{g-1}. \end{aligned} \quad (41)$$

Из сопоставления с формулами (39) и (40) видно, что ток j_{cond} конечен, а ток j_{pol} расходится логарифмически. Таким образом, для регуляризации токов достаточно выполнить формальную замену в(40) $v \rightarrow v - v_3$. Запишем регуляризованное уравнение Максвелла (Приложение А)

$$\dot{E}_{in} = -2e \int [dp] \frac{p_3}{\omega} \left[f + \frac{v}{2} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{p_3} \right)^{g-1} - e\dot{E} \frac{p_3}{8\omega^4} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{p_3} \right)^{2(g-1)} \right]. \quad (42)$$

Уравнение Максвелла (42) в сочетании с КУ (1) с источником (17) (или системой уравнений (20)) составляют основу для изучения BR-проблемы в рассматриваемом подходе. Эта задача решалась численными методами в работах [31, 32] для различных вариантов инициирующего импульса внешнего поля.

Основные особенности динамики рассматриваемой системы обусловлены существенно нелинейным характером самосогласованной системы уравнений BR-проблемы. В первую очередь это отражается в нерегулярности динамического поведения системы. Особенно четко это проявляется при изучении эволюции функции распределения. На рис.5 можно видеть, как гладкая функция распределения бозонов (см. также рис.1) теряет регулярность при "включении" BR-механизма (в качестве инициирующего импульса выбран потенциал (23) с параметрами, соответствующими рис.1).

Потеря регулярности происходит как в распределении по импульсам ("щетка" на рис.6), так и во временной развертке функции распределения (рис.7). На последнем рисунке хорошо виден небольшой гладкий участок функции распределения, соответствующий по времени действию внешнего импульса. После его выключения происходит самосогласованная эволюция системы, характеризующаяся все увеличивающейся нестабильностью многомодовых осцилляций на

малых временных масштабах $\sim \tau_{qi}$, а также возникновением крупномасштабных плазменных осцилляций с характерным временем τ_{pl} . Некоторые детали этого процесса иллюстрирует рис.8 (в рамках полуфеноменологического подхода результаты, подобные рис.6 и 8, получены ранее в работе [34]).

Анализ приведенных графиков позволяет высказать предположение о развитии стохастического процесса в самосогласованной динамике вакуумного рождения частиц в сильных полях. В подтверждение этого вывода можно привести несколько аргументов. На рис.9 представлены коэффициент корреляции и спектр мощности функции распределения, вычисленные на основе метода быстрого преобразования Фурье [40] в $d = 1 + 1$ варианте рассматриваемого подхода. Представленные на этом графике результаты характерны для систем со стохастическим поведением (например, системы Лоренца). Наличие малых нерегулярных колебаний в окрестности нуля после экспоненциального спада не влияет на этот вывод и может быть связано с ограниченной временной разверткой процесса.

Наконец, с позиции теории динамических систем рассматриваемая задача относится к классу нелинейных распределенных квантово-механических систем. Одним из общих критериев существования стохастического поведения здесь является отсутствие интегрируемости [41]. Для изучаемой базовой системы уравнений VR-проблемы этот критерий выполняется с очевидностью.

В отличие от функции распределения, другие наблюдаемые величины, выражающиеся через ее моменты (ток, внутреннее поле, плотность энергии и т.д.) обнаруживают достаточно регулярное поведение (рис.10). В отсутствие диссипативных механизмов эти переменные испытывают незатухающие колебания, характер которых слабо зависит от формы импульса внешнего поля. Амплитуда и частота этих колебаний существенно зависят от статистики: они значительно больше для фермионов, чем для бозонов. Наличие мелких зубцов в окрестностях экстремальных точек тока соответствует временному масштабу τ_{qi} .

Стохастическое поведение партонной плазмы в приближении самосогласованного поля, по-видимому, является одним из возможных механизмов стохастичности в физике высоких энергий [42] и может приводить к экспериментальным проявлениям. Заметим, наконец, что само возникновение крупномасштабных плазменных осцилляций (рис.7) можно интерпретировать как эффект самоорганизации [43].

6 Термализация

Рассмотрение динамики вакуумной плазмы в бесстолкновительном приближении имеет один существенный изъян, связанный с осцилляциями среднего поля на фоне плотностей частиц $n(t)$, близких к комптоновским. При уменьшении поля ниже значений $E \approx en^{2/3}$ парное взаимодействие становится преобладающим, и приближение среднего поля теряет силу.

С другой стороны, экспериментальные данные указывают на то, что термализация вещества после столкновений тяжелых ядер происходит на временном масштабе $t_e < 1 \text{ fm/c}$ [44], сравнимом с периодом колебаний поля. Кроме того, результаты измерений анизотропии угловых распределений поперечных импульсов указывают на быстрый рост давления и, следовательно, на важную роль соударений уже на ранних стадиях эволюции файерболла [45].

Ввиду большой вычислительной сложности самосогласованной задачи, учет парных соударений обычно производится в простейшем приближении времени релаксации. В этом случае в правую часть уравнения Власова добавляется модельный интеграл столкновений (ИС) вида [14]

$$C(\vec{p}, t) = -\frac{f(\vec{p}, t) - f_{eq}(\vec{p}, t)}{\tau_c(\vec{p}, t)}. \quad (43)$$

Квазиравновесная функция распределения f_{eq} зависит от термодинамических параметров по числу законов сохранения, которые нужно обеспечить при моделировании столкновений. Время релаксации τ_c можно оценить как отношение средней длины свободного пробега к средней скорости $\tau_c \sim n^{-1/3}/v$ или через полное сечение $\tau_c \sim [\sigma n]^{-1}$ [14]. Обычно система считается однокомпонентной, с одним термодинамическим параметром - температурой $T(t)$, которая определяется из условия равенства мгновенных плотностей энергии неравновесного и квазиравновесного состояний [46]

$$\int [dp] \omega C(\vec{p}, t) = 0 \quad \tau_c \stackrel{\text{const}}{\approx} \int [dp] \omega f(\vec{p}, t) = \int [dp] \omega f_{eq}(\vec{p}, t). \quad (44)$$

Тем самым термализация описывается в системе покоя одной из компонент системы, а взаимные гидродинамические потоки не учитываются.

Такая схема была использована во многих работах [10, 46, 47, 48] для описания электродинамической и кварк-глюонной плазмы с использованием модельного источника.

Серьезная проблема возникает при использовании схемы (44) в точном КУ с немарковским источником. В этом случае на ранних этапах формирования плазмы плотность энергии материи отрицательна из-за поляризации вакуума

сверхкритическим полем, и схема (44) введения температуры непосредственно неприменима. Присутствие ИС в кинетическом уравнении меняет асимптотику $f(p \rightarrow \infty)$ так, что этот эффект частично компенсируется, но полностью проблему не решает.

Простейший прием, позволяющий обойти эту трудность, это задержка момента "включения" ИС относительно импульса внешнего поля. Тем самым в модель вводится еще один феноменологический параметр τ_d , который можно трактовать как время существования сильно неравновесного состояния.

Рассматриваемая система частиц f и античастиц \bar{f} является термодинамически двухкомпонентной, однако из-за высокой степени симметрии задачи и начальных условий есть только два независимых термодинамических параметра - температура $T(t)$ и продольная гидродинамическая скорость $u^\mu = \gamma(1, 0, 0, u(t))$, $\gamma = (1 - u^2)^{-1/2}$. Химический потенциал равен нулю вследствие электронейтральности системы, поэтому [49]

$$f_{eq}(\vec{p}, t) = \left\{ \exp \left[\frac{u^\mu p_\mu}{T(t)} \right] + (-1)^g \right\}^{-1}, \quad (45)$$

По соображениям симметрии задачи $f(\vec{p}, t) = \bar{f}(-\vec{p}, t)$, средние скорости частиц и античастиц противоположны, а температуры одинаковы. Поэтому функция распределения античастиц $\bar{f}_{eq}(\vec{p}, t)$ отличается от (45) лишь заменой $u \rightarrow -u$, и достаточно использовать только одно КУ для частиц. Условием для определения средней скорости является закон сохранения импульса

$$\int [dp] p_3 C(\vec{p}, t) = 0. \quad (46)$$

В итоге модельный ИС можно записать в следующем виде

$$C(\vec{p}, t) = \frac{-2f(\vec{p}, t) + f_{eq}(\vec{p}, t) + \bar{f}_{eq}(\vec{p}, t)}{\tau_c} \theta(t - t_0 - \tau_d). \quad (47)$$

Присутствие ИС в (47) в КУ (1) не меняет качественно асимптотического поведения $f(\vec{p}, t)$ при $p \rightarrow \infty$, и все расходимости сохраняются. Изменяется лишь выражение для лидирующего члена f_4 , в котором появляется слагаемое немарковского характера

$$f_4 = \left(\frac{W}{4\omega} \right)^2 \left\{ 1 - \frac{1}{\tau E^2} \int_{t_0}^t [E(t') \exp(t' - t)/\tau]^2 dt' \right\}. \quad (48)$$

Поскольку подынтегральное выражение положительно определенное, то столкновения уменьшают отрицательный вклад поляризации вакуума в плотность

энергии частиц. Однако этого недостаточно, чтобы заработала схема (44), поэтому мы вводим в ИС множитель $\theta(t - t_0 - \tau_d)$, задерживающий на время τ_d включение столкновений относительно момента включения внешнего импульса t_0 . На рис.11 представлены графики зависимостей температуры и энтропии для различных значений τ_c . В отличие от других подходов указанные величины монотонно возрастают со временем вследствие однородности системы.

7 Заключение

Основой проведенного исследования является КУ (1) с источником (17), описывающее в бесстолкновительном приближении динамику вакуумного рождения частиц в сильном нестационарном пространственно однородном поле с неизменной ориентацией в пространстве [16, 17]. Важно, что это КУ было получено на динамической непертурбативной основе. Это позволило исследовать существенно непертурбативную область предравновесной динамики партон - антипартонной плазмы, начиная с простейшей ситуации в пространстве Минковского с инициирующим плазму импульсом внешнего поля (Раздел 3). В последующих разделах 4-6 в эту простую модель были включены новые элементы (переход к скейлинговым переменным, самосогласованное описание порожденной из вакуума плазмы и внутреннего поля, включение на феноменологическом уровне столкновительного механизма), необходимые для модификации первоначальной модели к условиям, ожидаемым при столкновениях ультрарелятивистских ядер. Такое последовательное усложнение модели позволило провести сравнительный анализ особенностей в динамике плазмы, возникающих на каждом этапе ее усложнения. В целом, использованное в данной работе предположение (3) о характере background поля обнаруживает естественное соответствие с ФТМ. Этим обусловлена актуальность дальнейшего развития модели и, в частности, выход за рамки $1/N$ -разложения при сохранении ее непертурбативной сущности. Последнее обстоятельство является важным преимуществом рассматриваемого подхода по сравнению с другими разрабатываемыми здесь направлениями (напр., [50]).

Работа выполнена при частичной поддержке Государственного комитета РФ по высшему образованию, грант N 97-0-6.1-4. Один из авторов (С.А.С.) благодарит В. К. Лукьянова и В. В. Воронова за гостеприимство в ЛТФ ОИЯИ.

Приложение

А. Вывод уравнения (42)

Рассмотрим вывод регуляризованного уравнения Максвелла (42). На основе (41) подготовим контрчлен, обеспечивающий перенормировку поляризационного тока (40),

$$\dot{E}(t)V_3(t) = \dot{E}(t)e^2 \int_{\Lambda} [dp] \frac{p_3^2}{4\omega^5} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{p_3} \right)^{2(g-1)} \quad (A1)$$

(заметим, что f_4 из набора (41) не дает вклада в ток проводимости (39)). Вычтем контрчлен (A1) из обеих частей исходного уравнения Максвелла (37)

$$Z^{-1}\dot{E}(t) = -j_{in} - j_{ex} - eV_3, \quad (A2)$$

где $Z = (1 - V_3)^{-1}$. Нетрудно убедиться, что $V_3 < 0$ и, следовательно, $Z < 1$. Это обеспечивает экранировку "голого"заряда, если воспользоваться стандартным определением $e_R = Z^{1/2}e$. Тогда

$$j_{in,ex}^R = Z^{1/2}j_{in,ex}, \quad E_{in,ex}^R = Z^{1/2}E_{in,ex}, \quad (A3)$$

так что в соответствии с тождеством Уорда $eA = e^R A^R$. Из (A2) и (A3) следует

$$\dot{E}^R = -j^R - \dot{E}^R V_3^R,$$

где $V_3^R = ZV_3$. Если теперь постулировать перенормированное уравнение Максвелла для внешних полей и токов $\dot{E}_{ex}^R = -j_{ex}^R$, то получим в результате

$$\dot{E}_{in}^R = -j_{in}^R - \dot{E}_{in}^R V_3^R. \quad (A4)$$

Опуская здесь индексы R и прописывая в деталях правую часть, получим регуляризованное уравнение Максвелла (42), в котором под e следует понимать регуляризованный заряд e^R .

Нетрудно убедиться, что описанная схема динамической регуляризации уравнения Максвелла является единственно возможной процедурой, совместимой с принципом перенормируемости.

Логарифмически расходящийся интеграл (A1) содержит параметр обрезания Λ , от которого зависят все наблюдаемые в регуляризованном уравнении (A4). Однако наличие неизвестных функций в правой части уравнения (A4) (или (42)) не позволяет снять регуляризацию и выполнить предельный переход $\Lambda \rightarrow \infty$, как в "обычной" S -матричной теории. Ситуация отягощается тем, что при компьютерных вычислениях интегралов возникает необходимость во введении дополнительного "компьютерного" параметра обрезания Λ_c . В общем случае $\Lambda \neq \Lambda_c$. Было бы желательно предполагать, что $\Lambda \gg \Lambda_c$. На практике, однако, приходится отождествлять оба эти параметра, $\Lambda = \Lambda_c$.

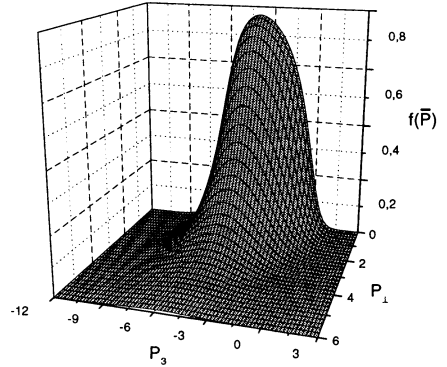
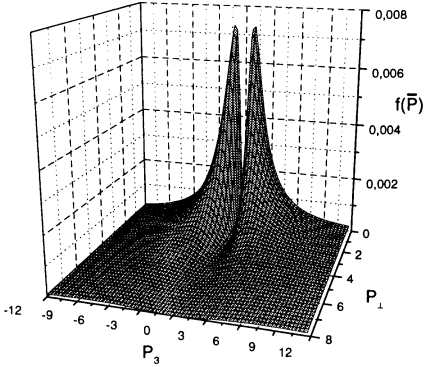


Рис. 1: Импульсные спектры рождающихся бозонов (слева) и фермионов (справа) для $E_0 = 7.0$, $b = 0.5$ и $e^2 = 4$ в момент времени $t = 0.05$

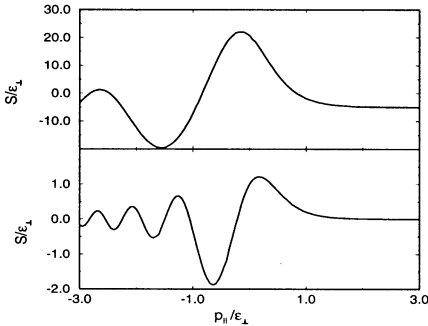


Рис. 2: Скорость рождения фермионов как функция продольного импульса в постоянном поле $\tilde{E} = 1.5$ (сверху) и $\tilde{E} = 0.5$ (снизу) (в единицах $\tilde{E} = eE/\epsilon_1^2$).

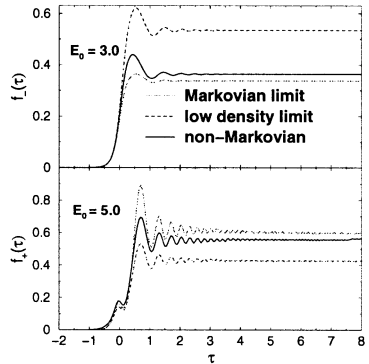


Рис. 3: Сравнение временной зависимости точного решения КУ с марковским приближением при $p = 0$, условия те же, что на рис.2

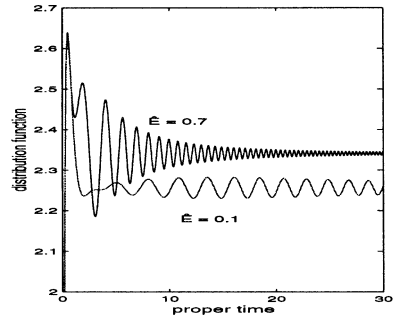
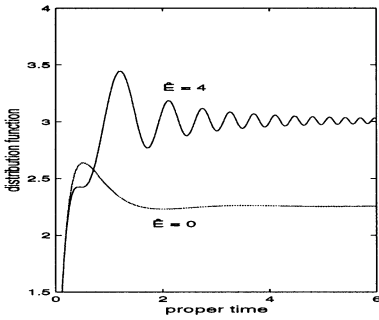


Рис. 4: Зависимость функции распределения от собственного времени $\tilde{\tau} = \tau \varepsilon_{\perp}$ при различных значениях постоянного поля $\tilde{E} = eE/\varepsilon_{\perp}^2$ и времени включения $\tilde{\tau}_0 = 0.01$

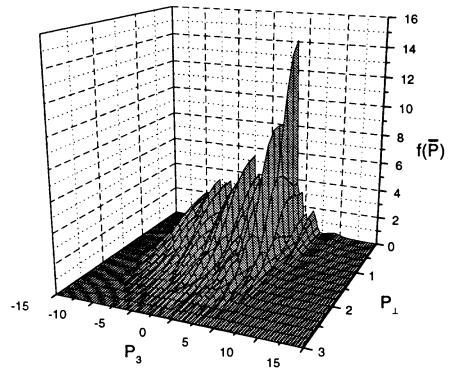
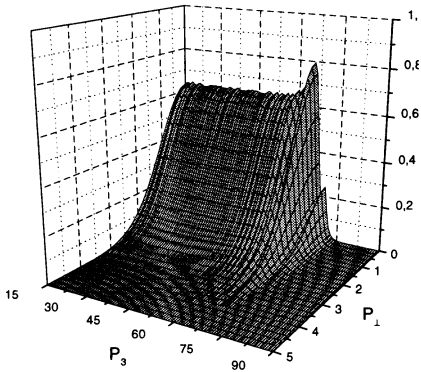


Рис. 5: Функция распределения бозонов с "выключенным" (слева) и "включенным" (справа) VR-механизмом в момент времени $t = 10$

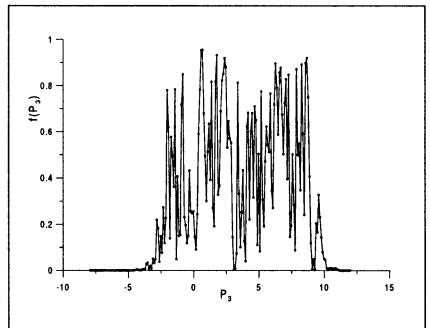
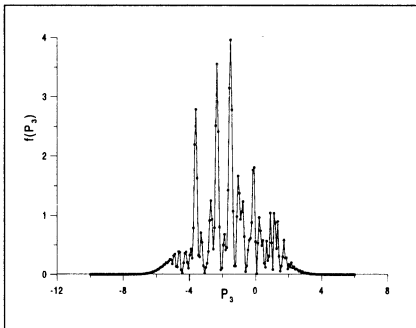


Рис. 6: Функция распределения по продольному импульсу p бозонов (слева) и фермионов (справа) в момент времени $t = 25$ (в обоих случаях $p_{\perp} = 0$)

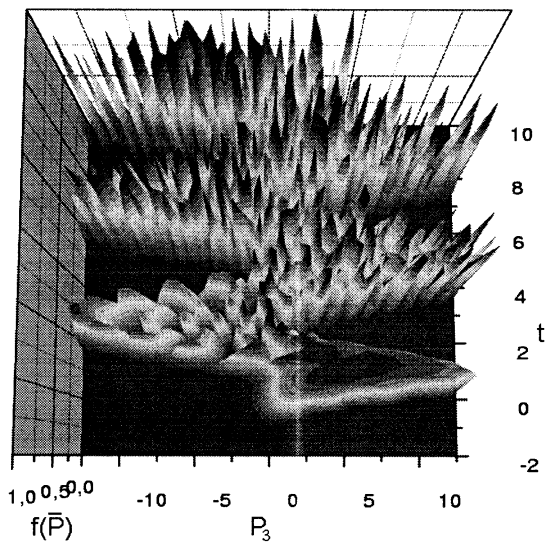


Рис. 7: Зависимость от времени и продольного импульса фермионной функции распределения

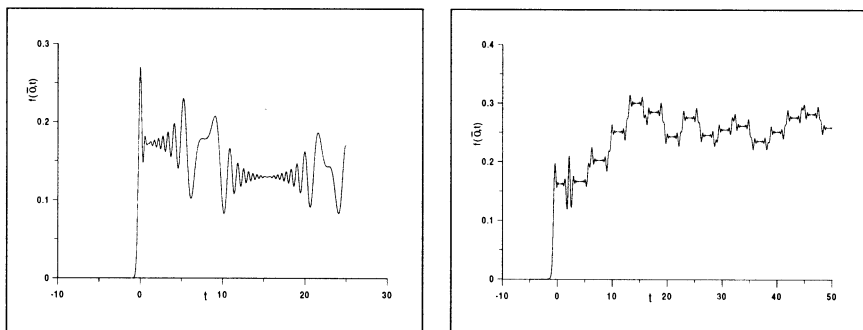


Рис. 8: Эволюция бозонной (слева) и фермионной (справа) функции распределения $f(\vec{0}, t)$

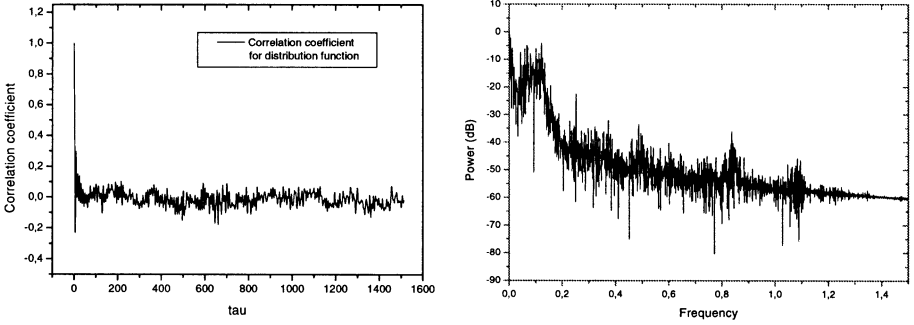


Рис. 9: Коэффициент корреляции и спектр мощности функции распределения

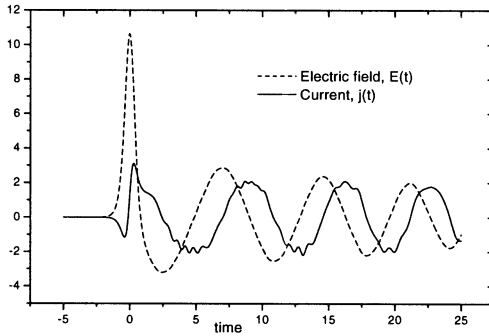


Рис. 10: Эволюция электрического тока и поля в системе бозонов, порожденных из вакуума под действием импульса (23) с $A_0 = 10$, $b = 0.5$, и $e^2 = 5$

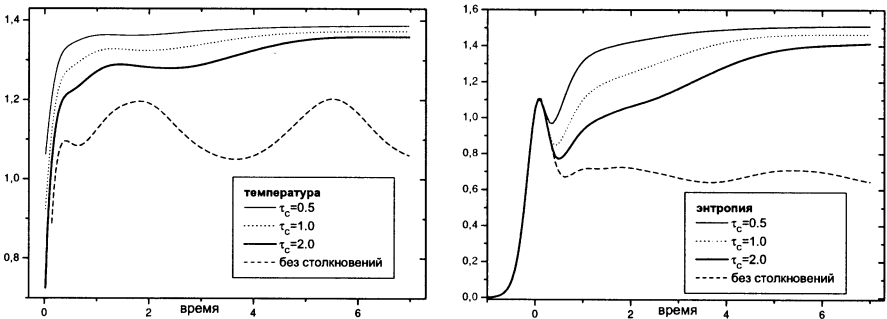


Рис. 11: Динамика термализации при различных значениях τ_c , задержка τ_d равна половине длительности импульса, $t_0 = -2$

Список литературы

- [1] F. E. Low, *Phys. Rev. D* **12**, 163 (1975).
- [2] S. Nussinov, *Phys. Lett. B* **43**, 1286 (1975).
- [3] F. Cooper and E. Mottola, *Phys. Rev. D* **36** (1987) 3114.
- [4] F. Cooper and E. Mottola, *Phys. Rev. D* **40** (1989) 456.
- [5] Y. Kluger, J. M. Eisenberg, B. Svetitsky, F. Cooper, and E. Mottola, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2427 (1991).
- [6] F. Cooper, J. M. Eisenberg, Y. Kluger, E. Mottola, and B. Svetitsky, *Phys. Rev. D* **48** (1993) 190.
- [7] J. Schwinger, *Phys. Rev. D* **82**, 664 (1951).
- [8] E. G. Gurvich, *Phys. Lett. B* **87**, 386 (1979).
- [9] K. Kajantie and T. Matsui, *Phys. Lett. B* **164**, 373 (1985).
- [10] G. Gatoff, A. K. Kerman, and T. Matsui, *Phys. Rev. D* **36**, 114 (1987).
- [11] A. Białas and W. Czyż, *Phys. Rev. D* **31** (1985) 198; *Phys. Rev. D* **30** (1984) 2371; *Z. Phys. C* **28** (1985) 225; *Nucl. Phys. B* **267** (1985) 242; *Acta Phys. Pol. B* **17** (1986) 635.
- [12] A. Białas, W. Czyż, A. Dyrek and W. Florkowski, *Nucl. Phys. B* **296** (1988) 611.
- [13] Y. Kluger, J. M. Eisenberg, B. Svetitsky, F. Cooper, and E. Mottola, *Phys. Rev. D* **45**, 4659 (1992).
- [14] G. Baym, *Phys. Lett. B* **138**, 18 (1984).
- [15] J. L. Anderson and H. R. Witting, *Physica* **74** 466 (1974).
- [16] S.A. Smolyansky, G. Röpke, S.M. Schmidt, D. Blaschke, V.D. Toneev and A.V. Prozorkevich, “Dynamical derivation of a quantum kinetic equation for particle production in the Schwinger mechanism,” hep-ph/9712377; GSI-Preprint-97-92, Regensburg, 1997.
- [17] S.M. Schmidt D. Blaschke, G. Röpke, S.A. Smolyansky, A.V. Prozorkevich and V.D. Toneev, *Int. J. Mod. Phys. E* **7**, 709 (1998).

- [18] Н. Б. Нарожный и А. И. Никишов, *ЯФ*, **11**, 1072 (1970).
- [19] А. И. Никишов, Труды ФИАН СССР, **111**, 152 (1979).
- [20] М. И. Широков, *ЯФ*, **7**, 672 (1968).
- [21] А. А. Гриб, С.Г. Мамаев и В. М. Мостепаненко, *Вакуумные квантовые эффекты в сильных полях*, М.: Энергоатомиздат (1988).
- [22] В. С. Попов и М. С. Маринов, *ЯФ*, **16**, 809 (1972).
- [23] S.M. Schmidt, D. Blaschke, G. Röpke, A.V. Prozorkevich, S.A. Smolyansky and V.D. Toneev, *Phys. Rev. D* **59**, 094005 (1999).
- [24] Н. Биррел и П. Девис, *Квантованные поля в искривленном пространстве - времени*, М.: Мир (1984).
- [25] A. V. Prozorkevich, S. A. Smolyansky, G. Röpke, S.M. Schmidt, V. D. Toneev and D. V. Vinnik, in *Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics*, ISHEPP XIV, 17-22 August, 1998, Dubna, Books of abstracts, p.97.
- [26] E. Brezin and C. Itzykson, *Phys. Rev. D* **2**, 1191 (1970).
- [27] Y. Kluger, E. Mottola, and J. M. Eisenberg, *Phys. Rev. D* **58**, 125015 (1998).
- [28] В. С. Попов, *ЖЭТФ*, **62**, 1248 (1972).
- [29] М. С. Маринов и В. С. Попов, **25**, 373 (1977).
- [30] С. Г. Мамаев и Н. Н. Трунов, *ЯФ*, **30**, 1301 (1979).
- [31] J. C. Bloch, V. A. Mizerny, A.V. Prozorkevich, C. D. Roberts, S.M. Schmidt, S.A. Smolyansky and D. V. Vinnik, *Phys. Rev. D* **60**, 1160011 (1999).
- [32] S. A. Smolyansky, V. A. Mizerny, D. V. Vinnik, A. V. Prozorkevich, and V. D. Toneev, in "Progress in Nonequilibrium Green's functions", M. Bonitz (Ed.), World Scientific Publ., Singapore 2000; hep-ph/9911303.
- [33] J. Rau and B. Muller, *Phys. Rep.* **272**, 1 (1996).
- [34] Y. Kluger, J. M. Eisenberg, and B. Svetitsky, *Int. J. Mod. Phys. E* **2**, 333 (1993).
- [35] A. Casher, H. Neuberger, and S. Nussinov, *Phys. Rev. D* **20**, 179 (1979).

- [36] A. Casher, H. Neuberger, and S. Nussinov, *Phys. Rev. D* **21**, 1996 (1980).
- [37] H. Neuberger, *Phys. Rev. D* **20**, 2936 (1979).
- [38] J. Rau, *Phys. Rev. D* **50**, 6911 (1994).
- [39] Я. Б. Зельдович и А. А. Старобинский, *ЖЭТФ*, **61**, 2161 (1971).
- [40] S. W. Smith, *The Scientist and Engineer's Guide to Digital Signal Processing*; California Technical Publ., San Diego, California (1999).
- [41] В. А. Бунаков, *ЯФ*, **62**, 5 (1999).
- [42] T. S. Biro, S. G. Matinyan and B. Müller, *Chaos and Gauge Field Theory*, World Scientific, Singapore (1994).
- [43] H. Haken, *Advanced Synergetics*, Springer Series in Synergetics, v.20, Springer-Verlag, Berlin (1983).
- [44] A. Dumitru, D.H. Rischke, *Phys. Rev. C* **59**, 354 (1999).
- [45] U. Heinz, M. Jakob, nucl-th/0002042.
- [46] J. M. Eisenberg, in *Hot and Dense Nuclear Matter*, Edited by W. Greiner et al (Plenum Press, N.-Y., 1994), p. 333; *Found. Phys.* **27**, 1213 (1997).
- [47] G.C. Nayak, V. Ravishankar, *Phys. Rev. D* **55**, 6877 (1997); *Phys. Rev. C* **58**, 356 (1998); R. S. Bhalerao and V. Ravishankar, *Phys. Lett. B* **409**, 38 (1997).
- [48] J.C.R. Bloch, C.D. Roberts and S.M. Schmidt, nucl-th/9910073.
- [49] R.D. Tenreiro, R. Hakim, *Physica* **133A**, 477, 1982.
- [50] G. C. Nayak and W. Greiner, hep-ph/0001009.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 апреля 2000 года.

Винник Д.В. и др.

P2-2000-85

Кинетическое описание вакуумного рождения частиц
при столкновениях релятивистских ядер

В условиях, характерных для столкновений ультрарелятивистских тяжелых ионов, изучается динамика партонов, возникающих в результате вакуумного туннелирования в однородном нестационарном поле. Численно решается самосогласованная система полученного на динамической основе кинетического уравнения Власова с источником и перенормированного уравнения Максвелла. Исследованы временные зависимости функции распределения, внутреннего поля и тока для бозонов и фермионов, построены их частотные спектры. Обнаружены явные указания на стохастический характер колебаний временной зависимости функции распределения в ячейках фазового пространства и существенная нерегулярность импульсного распределения на больших временах. Эти эффекты полностью исчезают в приближении внешнего поля (без учета back reaction), где динамика колебаний имеет регулярный характер.

Рассматривается также сценарий термализации такой системы в простой полуфеноменологической модели учета парных соударений партонов в приближении времени релаксации. Локально равновесное состояние описывается в рамках двухкомпонентной термодинамики частиц и античастиц. Обсуждается возможность введения температуры в условиях сильной поляризации вакуума.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2000

Vinnik D.V. et al.

P2-2000-85

Kinetic Description of the Vacuum Particle Creation
in Relativistic Nucleus Collisions

We investigate the dynamics of partons created through vacuum tunneling in time-dependent homogeneous electromagnetic field in typical conditions of heavy ultrarelativistic ion collisions. We solve numerically a coupled system of Vlasov-like kinetic equation with a source term, derived on the dynamical basis, and renormalized Maxwell equation. Time evolution and power spectra of distribution function, total field and current for bosons and fermions were investigated. We have found clear signs of stochastic nature of distribution function time dependence and essential irregularity of momentum spectra at a later time. These features vanish completely if we neglect the back reaction and in this case the oscillation dynamics of distribution function have ordinary regular nature.

Further we analyse the scenario of thermalization of created quasiparticle plasma by the binary collisions taken into account in the semi-phenomenological model of relaxation time approximation. The local equilibrium state of system is described in the framework of two-component thermodynamics of particles and anti-particles. We discuss the possibility of temperature introduction under conditions of strong vacuum polarization.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2000

Редактор М.И.Зарубина. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 25.04.2000

Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 2,43

Тираж 425. Заказ 51998. Цена 2 р. 92 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области