

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Кинетическая теория плазмы и газа. Взаимодействие мощных лазерных импульсов с плазмой

И.Н. Косарев

Развита физически эквивалентная стандартной кинетической теории разреженных плазмы и газа, основанная на построении пропагаторов для функций распределения, зависящих от этих функций распределения. На основе этой кинетической теории построена теория взаимодействия коротких мощных лазерных импульсов с плазмой. Дана общая характеристика поглощения мощного лазерного излучения плазмой и связанных с этим параметрических неустойчивостей. Затем рассмотрены разнообразные режимы взаимодействия субпикосекундных релятивистских лазерных импульсов с плазмой. В рамках развитой здесь теории проведено исследование генерации горячих электронов при взаимодействии релятивистских фемтосекундных лазерных импульсов со слабо неоднородной плазмой при плотностях порядка критической и выше, а также генерации быстрых протонов при взаимодействии с тонкой фольгой с примесью водорода. Расчеты проведены с реальными зарядами ионов и при реальных плотностях плазмы. Результаты согласуются как с расчетами по общепринятому методу частиц в ячейке, так и с экспериментальными данными.

PACS numbers: 05.20.Dd, 52.25.Dg, 52.38.-r

Содержание

1. Введение (1267).
 2. Эффективное действие для частицы в плазме (1268).
 3. Кинетическая теория взаимодействия мощных коротких лазерных импульсов с плазмой (1271).
 4. Поглощение лазерного излучения в плазме. Параметрические неустойчивости (1273).
 5. Взаимодействие релятивистских субпикосекундных лазерных импульсов с плазмой (1275).
5.1. Кильватерная волна. 5.2. Вынужденное рамановское рассеяние. 5.3. Филаментация лазерного луча. 5.4. Прохождение лазерных импульсов через сверхкритическую плазму. 5.5. Неоднородная плазма с резкими границами.
 6. Заключение (1279).
- Список литературы (1280).

1. Введение

Генерация лазерных импульсов короткой длительности позволяет получать высокую интенсивность лазерного излучения, высокую плотность энергии и сильные магнитные поля. В настоящее время имеются лазеры мощ-

ностью $10^{12} - 10^{15}$ Вт [1, 2], которые позволяют получать интенсивность излучения $10^{18} - 10^{21}$ Вт см⁻² и мегагауссовые магнитные поля. Характерные длительности лазерных импульсов порядка и меньше пикосекунды. Столь мощный лазерный импульс, попадая на газовую или твердотельную мишень, переводит ее в плазменное состояние (плазма создается и менее мощным предимпульсом, всегда возникающим при генерации основного импульса). В образовавшейся лазерной плазме в результате развития параметрических неустойчивостей [3–6] возбуждаются плазменные волны. Кроме того, при рассматриваемых интенсивностях лазерного излучения пондеромоторная сила вызывает сильное разделение зарядов и, как следствие, квазистационарные электрические поля. Электроны и ионы плазмы ускоряются как плазменными волнами, так и квазистационарными электрическими полями, при этом поля ускоренных частиц оказывают значительное влияние на динамику плазмы [7].

Наиболее распространенным методом теоретического исследования кинетики лазерной плазмы в столь сильном нелинейном режиме является метод "частиц в ячейке" [8], в рамках которого численно решается система уравнений Власова [9]. Численно решаются уравнения движения частиц плазмы в поле, создаваемом этими частицами, причем заряд частиц плазмы "размывается" по ячейкам в координатном пространстве. Таким образом вычисляется самосогласованная эволюция плазмы.

Здесь предлагается другой метод исследования кинетики разреженных плазмы и газов, основанный на построении пропагатора для функции распределения частиц плазмы или газа [10], причем плазма может быть

И.Н. Косарев. Российский федеральный ядерный центр — Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
607190 Саров, Нижегородская обл., ул. Мира 37,
Российская Федерация
E-mail: kosarev@vniief.ru

Статья поступила 28 декабря 2005 г.

как классической, так и квантовой. Эта теория излагается в разделе 2. В разделе 3 представлена кинетическая теория взаимодействия мощных лазерных импульсов с кулоновской плазмой [11], развитая на основе представленной здесь кинетической теории разреженной классической плазмы. В разделе 4 дан краткий обзор механизмов поглощения лазерного излучения плазмой и параметрических неустойчивостей, определяющих это поглощение. Обзор разнообразных режимов взаимодействия релятивистских субпикосекундных лазерных импульсов с плазмой представлен в разделе 5. Новый метод в кинетике лазерной плазмы дает новые по сравнению с общепринятым методом "частиц в ячейке" возможности, а именно, позволяет исследовать эволюцию плазмы при реальных больших плотностях и зарядах ионов. При этом эволюция плотной лазерной плазмы с многозарядными ионами может происходить в несколько ином режиме, чем модельной плазмы с меньшими плотностью и зарядом ионов.

2. Эффективное действие для частицы в плазме

Стандартная кинетическая теория разреженной ($nr_D^3 \gg 1$, где n — концентрация частиц, r_D — дебаевский радиус) плазмы основывается на системе интегродифференциальных уравнений, состоящей из кинетических уравнений Больцмана (для каждого сорта частиц) с интегралом столкновений (например, Ленарда – Балеску) и системы уравнений Максвелла с плотностью заряда и плотностью тока, выраженных через одночастичные функции распределения, которые, в свою очередь, определяются из кинетических уравнений (см., например, [12]). Здесь представлена физически эквивалентная стандартной кинетической теория разреженной плазмы, основанная на построении пропагаторов для функций распределения, зависящих от этих функций распределения. Таким образом, для исследования кинетики плазмы необходимо решать систему интегральных уравнений, число которых соответствует числу сортов частиц в плазме. Данный подход может быть проще стандартного подхода к исследованию кинетики плазмы.

Рассмотрим объем V , в котором находится N_a частиц сорта a и N_b частиц сорта b . В случае классической плазмы в интеграле по траекториям [13], определяющем пропагатор частицы, достаточно учесть вклад только классической траектории. При этом не зависящий от взаимодействия предэкспоненциальный фактор вычисляется решением задачи о разлете газа невзаимодействующих частиц. Классический пропагатор для матрицы плотности $\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t)$ имеет вид

$$K_a^M(2, 1) = \mu \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} [S_a(\mathbf{r}_2, t_2; \mathbf{r}_1, t_1) - S_a(\mathbf{r}'_2, t_2; \mathbf{r}'_1, t_1)] \right\},$$

$$\mu = \left(\frac{m_a}{2\pi\hbar(t_2 - t_1)} \right)^3, \quad (1)$$

где S_a — классическое действие частицы с массой m_a :

$$S_a(\mathbf{r}_2, t_2; \mathbf{r}_1, t_1) = \int_{t_1}^{t_2} dt \left\{ \frac{m_a \mathbf{v}_a^2(t)}{2} - \sum_{i=2}^{N_a} U_{aa}(\mathbf{R}_i(t) - \mathbf{r}_a(t)) \right\} -$$

$$- \int_{t_1}^{t_2} dt \left\{ \sum_{j=1}^{N_b} U_{ab}(\mathbf{R}_j(t) - \mathbf{r}_a(t)) - \mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_a(t) \right\}. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{v}_a(t)$, $\mathbf{r}_a(t)$ — скорость и радиус-вектор частицы, U_{aa} , U_{ab} — потенциальные энергии взаимодействия частиц, $\mathbf{R}_i$ — радиус-вектор рассеивающего центра, $\mathbf{F}_a$ — внешняя сила, действующая на частицу. Траектория частицы удовлетворяет граничным условиям: $\mathbf{r}_a(t_1) = \mathbf{r}_1$, $\mathbf{r}_a(t_2) = \mathbf{r}_2$.

Можно считать, что рассеивающие центры в (1), (2) движутся по прямолинейным траекториям в течение промежутка времени, много меньшего времени релаксации. Рассмотрим сначала эволюцию плазмы именно за такие малые промежутки времени. Усреднение пропагатора (1) по ансамблю производится с помощью многочастичной функции распределения, в которой учтены только парные корреляции (поляризационное приближение [12]):

$$f(\mathbf{R}_1, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{R}_N, \mathbf{p}_N, t) = \prod_{i=1}^{N_a+N_b} f_i(\mathbf{R}_i, \mathbf{p}_i, t) +$$

$$+ \sum_{i \geq j} g(\mathbf{R}_i, \mathbf{p}_i, \mathbf{R}_j, \mathbf{p}_j, t) \prod_{k \neq i, j} f_k(\mathbf{R}_k, \mathbf{p}_k, t). \quad (3)$$

Здесь $f_i(\mathbf{R}_i, \mathbf{p}_i, t)$ — одночастичные функции распределения ($\mathbf{p}_i$ — импульс частицы), $g(\mathbf{R}_i, \mathbf{p}_i, \mathbf{R}_j, \mathbf{p}_j, t)$ — парная корреляционная функция. Одночастичные функции распределения связаны с матрицей плотности соотношениями:

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \int d\gamma \rho \left(\mathbf{r} + \frac{\gamma}{2}, \mathbf{r} - \frac{\gamma}{2}, t \right) \exp \left(i \frac{\gamma \mathbf{p}}{\hbar} \right),$$

$$\rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t) = \frac{1}{V} \int d\mathbf{p} f \left(\mathbf{p}, \frac{\mathbf{r} + \mathbf{r}'}{2}, t \right) \exp \left(i \frac{\mathbf{p}(\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{\hbar} \right), \quad (4)$$

$$\int d\mathbf{p} \int \frac{d\mathbf{r}}{V} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) = 1, \quad \int d\mathbf{r} \rho(\mathbf{r}, \mathbf{r}, t) = 1.$$

Статистически усредненный пропагатор (1) имеет вид $K_a(2, 1) =$

$$= \mu \exp \left(\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \frac{m_a v_a^2(t)}{2} \right) \prod_{j=1}^{N_a} \frac{1}{V} \int d\mathbf{R}_j d\mathbf{p}_j f_a(\mathbf{R}_j, \mathbf{p}_j, t_1) \times$$

$$\times \exp \left[- \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt U_{aa}(\mathbf{R}_j + \mathbf{v}_j(t - t_1) - \mathbf{r}_a(t)) \right] \times$$

$$\times \exp \left(- \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \frac{m_a v_a'^2(t)}{2} \right) \prod_{j=1}^{N_b} \frac{1}{V} \int d\mathbf{R}_j d\mathbf{p}_j f_b(\mathbf{R}_j, \mathbf{p}_j, t_1) \times$$

$$\times \exp \left[\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt U_{aa}(\mathbf{R}_j + \mathbf{v}_j(t - t_1) - \mathbf{r}_a'(t)) \right] \times$$

$$\times \prod_{j=1}^{N_b} \frac{1}{V} \int d\mathbf{R}_j d\mathbf{p}_j f_b(\mathbf{R}_j, \mathbf{p}_j, t_1) \times$$

$$\times \exp \left[- \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt U_{ba}(\mathbf{R}_j + \mathbf{v}_j(t - t_1) - \mathbf{r}_a(t)) \right] \times$$

$$\times \prod_{j=1}^{N_b} \frac{1}{V} \int d\mathbf{R}_j d\mathbf{p}_j f_b(\mathbf{R}_j, \mathbf{p}_j, t_1) \times$$

$$\times \exp \left[\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt U_{ba}(\mathbf{R}_j + \mathbf{v}_j(t - t_1) - \mathbf{r}_a'(t)) \right] +$$

$$+ \sum_{cd=aa, bb, ba} \sum_{j \neq k} \int \frac{d\mathbf{R}_j d\mathbf{p}_j d\mathbf{R}_k d\mathbf{p}_k}{V^2} g_{cd}(\mathbf{R}_j, \mathbf{p}_j, \mathbf{R}_k, \mathbf{p}_k, t_1) \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \exp \left[\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \left(\frac{m_a v_a^2(t)}{2} - U_{cd}(\mathbf{R}_j + \mathbf{v}_j(t - t_1) - \mathbf{r}_a(t)) \right) \right] \times \\
& \times \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \left(\frac{m_a v_a'^2(t)}{2} - U_{cd}(\mathbf{R}_j + \mathbf{v}_j(t - t_1) - \mathbf{r}_a'(t)) \right) \right] \times \\
& \times \prod_{l \neq j, k} \frac{1}{V} \int d\mathbf{R}_l d\mathbf{p}_l f_a(\mathbf{R}_l, \mathbf{p}_l, t_1) \times \\
& \times \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt U_{aa}(\mathbf{R}_l + \mathbf{v}_l(t - t_1) - \mathbf{r}_a(t)) \right] \times \\
& \times \exp \left[\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt U_{aa}(\mathbf{R}_l + \mathbf{v}_l(t - t_1) - \mathbf{r}_a'(t)) \right] \times \\
& \times \prod_{l \neq j, k} \frac{1}{V} \int d\mathbf{R}_l d\mathbf{p}_l f_b(\mathbf{R}_l, \mathbf{p}_l, t_1) \times \\
& \times \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt U_{ba}(\mathbf{R}_l + \mathbf{v}_l(t - t_1) - \mathbf{r}_a(t)) \right] \times \\
& \times \exp \left[\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt U_{ba}(\mathbf{R}_l + \mathbf{v}_l(t - t_1) - \mathbf{r}_a'(t)) \right]. \quad (5)
\end{aligned}$$

Здесь усреднение производится по одно- и двухчастичным функциям распределения. Дальнейшие преобразования аналогичны тем, с помощью которых строится адиабатическая теория уширения [14]. Сначала производится тождественное преобразование:

$$\begin{aligned}
& \prod_{j=1}^N \int \frac{d\mathbf{R}}{V} d\mathbf{p} f(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t) \times \\
& \times \exp \left[\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt U(\mathbf{R} + \mathbf{v}(t - t_1) - \mathbf{r}(t)) \right] = \\
& = \prod_{j=1}^N \int \frac{d\mathbf{R}}{V} d\mathbf{p} f(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t) \times \\
& \times \left\{ 1 + \exp \left[\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt U(\mathbf{R} + \mathbf{v}(t - t_1) - \mathbf{r}(t)) \right] - 1 \right\}. \quad (6)
\end{aligned}$$

В пределе $N \rightarrow \infty$, $V \rightarrow \infty$ и с учетом определения числа $e = \lim_{N \rightarrow \infty} (1 + 1/N)^N$ выражение (6) записывается как

$$\begin{aligned}
& \prod_{j=1}^N \int \frac{d\mathbf{R}}{V} d\mathbf{p} f(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t) \times \\
& \times \exp \left[\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt U(\mathbf{R} + \mathbf{v}(t - t_1) - \mathbf{r}(t)) \right] = \\
& = \exp \left\{ n \int d\mathbf{R} d\mathbf{p} f(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t) \times \right. \\
& \times \left. \left[\exp \left(\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt U(\mathbf{R} + \mathbf{v}(t - t_1) - \mathbf{r}(t)) \right) - 1 \right] \right\}, \quad (7)
\end{aligned}$$

где $n = N/V$.

Преобразование (5) с учетом (6), (7) приводит к пропагатору с эффективным действием. Усредненный пропагатор имеет вид

$$K_a(2, 1) = \mu \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \left(\frac{m_a v_a^2(t)}{2} - \frac{m_a v_a'^2(t)}{2} \right) + n_a V_{aa}^{\text{st}} + n_b V_{ba}^{\text{st}} \right\} \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt [\mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_a(t) - \mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_a'(t)] \right\} + \\
& + \mu \sum_{ij=aa, ba, bb} \frac{n_i n_j}{2} \int d\mathbf{R}_1 d\mathbf{R}_2 d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 g_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{p}_1, \mathbf{R}_2, \mathbf{p}_2, t_1) \times \\
& \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \sum_{k=1,2} -U_{ij}(\mathbf{R}_k - \mathbf{v}_k(t_2 - t) - \mathbf{r}_{a,ij}(t)) \right\} \times \\
& \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \sum_{k=1,2} U_{ij}(\mathbf{R}_k - \mathbf{v}_k(t_2 - t) - \mathbf{r}_{a,ij}'(t)) \right\} \times \\
& \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \left(\frac{m_a v_{a,ij}^2(t)}{2} - \frac{m_a v_{a,ij}'^2(t)}{2} \right) + n_a V_{aa}^{\text{st}} + n_b V_{ba}^{\text{st}} \right\} \times \\
& \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt [\mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_{a,ij}(t) - \mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_{a,ij}'(t)] \right\}. \quad (8)
\end{aligned}$$

Здесь $g_{ba}(\mathbf{R}_1, \mathbf{p}_1, \mathbf{R}_2, \mathbf{p}_2, t)$ — парная корреляционная функция, которая выражается через одночастичные функции распределения $f_{a,b}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ [12]; V_{ba}^{st} — столкновительный объем (см. теорию адиабатическую уширения [14]):

$$\begin{aligned}
V_{ba}^{\text{st}} &= \int d\mathbf{p} d\mathbf{R} f_b(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t_1) \times \\
& \times \left[\exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \left[U_{ba}(\mathbf{R} - \mathbf{v}(t_2 - t) - \mathbf{r}_a(t)) - \right. \right. \right. \\
& \left. \left. \left. - U_{ba}(\mathbf{R} - \mathbf{v}(t_2 - t) - \mathbf{r}_a'(t)) \right] \right\} - 1 \right]. \quad (9)
\end{aligned}$$

В пропагаторе (8) первое слагаемое определяет эволюцию функции распределения в приближении самосогласованного поля, слагаемое со столкновительным объемом (9) (в показателе экспоненты) — торможение (ускорение) частиц плазмы самосогласованным полем. Следующие слагаемые описывают влияние столкновений на кинетику плазмы.

В случае кулоновского взаимодействия оценка вайскопфского радиуса дает величину порядка минимального прицельного параметра $r_{\min}$ в интеграле столкновений Ландау [9]. Усредненное влияние полей рассеивающих центров на траектории частицы в (8) может быть учтено на основе теории возмущений по малым параметрам $U(r_D)/U(r_{\min})$ и $n r_{\min}^3$, где r_D — радиус Дебая, определяющий характерную длину корреляции частиц в плазме. Таким образом, слагаемые эффективного действия со сложной зависимостью от траектории могут быть учтены с использованием теории возмущений, следовательно, эффективное действие во многих случаях может быть вычислено аналитически. Ниже это сделано для взаимодействия лазерного импульса с плазмой.

Пропагатор (8), (9) описывает динамику плазмы на коротких временах, меньших времени релаксации функции распределения. Если известна матрица плотности плазмы в момент времени t_1 , то в момент времени t_2 она определяется соотношением

$$\rho_a(\mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2', t_2) = \int d\mathbf{r}_1 \int d\mathbf{r}_1' K_a(2, 1) \rho_a(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_1', t_1). \quad (10)$$

В случае, когда внешняя сила настолько велика, что $Fr_{\min} \geq U(r_{\min})$, необходимо учесть влияние этой силы на корреляционные функции [12].

Для релятивистской плазмы в (2) необходимо подставить релятивистское выражение кинетической энергии частицы, учесть не только скалярный, но и векторный потенциалы рассеивающих центров [15].

В квантовой плазме при вычислении интеграла по траекториям, определяющего пропагатор, необходимо принять во внимание вклад не только классической траектории, но и всех других. Статистическое усреднение производится по многочастичной матрице плотности, в которой учтены только парные корреляции:

$$\begin{aligned} \rho_N(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}'_1, \dots, \mathbf{R}_N, \mathbf{R}'_N, t) = & \prod_{j=1}^N \rho(\mathbf{R}_j, \mathbf{R}'_j, t) + \\ & + \sum_{j>k} g(\mathbf{R}_j, \mathbf{R}'_j, \mathbf{R}_k, \mathbf{R}'_k, t) \prod_{l \neq j, k} \rho(\mathbf{R}_l, \mathbf{R}'_l, t), \\ \int \frac{d\mathbf{R}_j}{V} \rho(\mathbf{R}_j, \mathbf{R}_j, t) = & 1. \end{aligned} \quad (11)$$

В поляризационном приближении квантовая корреляционная функция выражается через одночастичные матрицы плотности (см. часть 3 книги [12] и ссылки в ней). Обменное взаимодействие учитывается в квантовой корреляционной функции.

В случае квантовой плазмы необходимо усреднять по (11) пропагатор

$$\begin{aligned} K_a^M(2, 1) = & \int D[\mathbf{r}_a(t)] \int D[\mathbf{r}'_a(t)] \times \\ & \times \prod_{j=1}^{N_a+N_b} \int_{\mathbf{R}_j(t_1)=\mathbf{R}_{j1}}^{\mathbf{R}_j(t_2)=\mathbf{R}_{j2}} D[\mathbf{R}_j(t)] \exp \left[\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \frac{M_j \dot{\mathbf{R}}_j^2(t)}{2} \right] \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} [S_a(\mathbf{r}_2, t_2; \mathbf{r}_1, t_1) - S_a(\mathbf{r}'_2, t_2; \mathbf{r}'_1, t_1)] \right\} \end{aligned} \quad (12)$$

с действием S_a из (2). Пропагатор (12) имеет смысл условной вероятности перехода для пробной частицы. Произведя преобразования, аналогичные (6), (7), получим следующее выражение для усредненного пропагатора:

$$\begin{aligned} K_a(2, 1) = & \int D[\mathbf{r}_a(t)] \int D[\mathbf{r}'_a(t)] \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \left[\frac{m_a \mathbf{v}_a^2(t)}{2} - \frac{m_a \mathbf{v}_a'^2(t)}{2} \right] \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt [\mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_a(t) - \mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}'_a(t)] + n_a V_{aa}^{\text{st}} + n_b V_{ba}^{\text{st}} \right\} + \\ & + \sum_{ij=aa, ba, bb} \frac{n_i n_j}{2} \int d\mathbf{R}_1 d\mathbf{R}_2 d\mathbf{R}'_1 d\mathbf{R}'_2 \times \\ & \times [g_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \mathbf{R}_2, t_1) \rho_i(\mathbf{R}'_1, \mathbf{R}'_1, t_1) \rho_j(\mathbf{R}'_2, \mathbf{R}'_2, t_1) + \\ & + g_{ij}(\mathbf{R}'_1, \mathbf{R}'_1, \mathbf{R}_2, \mathbf{R}_2, t_1) \rho_i(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_1, t_1) \rho_j(\mathbf{R}_2, \mathbf{R}_2, t_1)] \times \\ & \times \int D[\mathbf{r}_a(t)] \int D[\mathbf{r}'_a(t)] \times \\ & \times \int_{\mathbf{R}_1(t_1)=\mathbf{R}'_1}^{\mathbf{R}_1(t_2)=\mathbf{R}_1} D[\mathbf{R}_1(t)] \int_{\mathbf{R}_2(t_1)=\mathbf{R}'_2}^{\mathbf{R}_2(t_2)=\mathbf{R}_2} D[\mathbf{R}_2(t)] \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \sum_{k=1,2} \left[\frac{m_k \dot{\mathbf{R}}_k^2(t)}{2} - U_{ij}(\mathbf{R}_k(t) - \mathbf{r}_a(t)) \right] \right\} \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \sum_{k=1,2} U_{ij}(\mathbf{R}_k(t) - \mathbf{r}'_a(t)) \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \left[\frac{m_a \mathbf{v}_a^2(t)}{2} - \frac{m_a \mathbf{v}_a'^2(t)}{2} \right] + n_a V_{aa}^{\text{st}} + n_b V_{ba}^{\text{st}} \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt [\mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_a(t) - \mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}'_a(t)] \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

где столкновительный объем

$$\begin{aligned} V_{ba}^{\text{st}} = & \int d\mathbf{R}' d\mathbf{R} \rho_b(\mathbf{R}, \mathbf{R}, t_1) \rho_a(\mathbf{R}', \mathbf{R}', t_1) \int_{\mathbf{R}(t_1)=\mathbf{R}'}^{\mathbf{R}(t_2)=\mathbf{R}} D[\mathbf{R}(t)] \times \\ & \times \left[\exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \left[\frac{m_b \dot{\mathbf{R}}^2(t)}{2} + U_{ba}(\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}_a(t)) - \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. - U_{ba}(\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}'_a(t)) \right] \right\} - 1 \right]. \end{aligned} \quad (14)$$

В разреженной плазме для вычисления интегралов по траекториям для рассеивающих частиц в (13), (14) можно использовать теорию возмущений [13], причем достаточно ограничиться нулевым порядком (квантовое свободное движение). То есть операция взятия интеграла по траекториям возмущающих частиц сводится к следующему:

$$\begin{aligned} & \int_{\mathbf{R}(t_1)=\mathbf{R}_1}^{\mathbf{R}(t_2)=\mathbf{R}_2} D[\mathbf{R}(t)] \exp \left(\frac{\pm i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \frac{M \dot{\mathbf{R}}^2(t)}{2} \right) F[\mathbf{R}(t)] \rightarrow \\ & \rightarrow \left[\frac{2\pi(\pm i) \hbar(t_2 - t_1)}{M} \right]^{-3/2} \exp \left(\frac{\pm i M (\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_1)^2}{2\hbar(t_2 - t_1)} \right) \times \\ & \times F \left[\mathbf{R}_1 + \frac{\mathbf{R}_2 - \mathbf{R}_1}{t_2 - t_1} (t - t_1) \right]. \end{aligned} \quad (15)$$

Аналогично рассмотренному выше случаю классической плазмы усредненное влияние возмущающих частиц на пробную частицу также позволяет учесть теория возмущений (характерные скорости квантовой компоненты плазмы порядка скорости Ферми). Таким образом, пропагатор (13), (14) может быть вычислен аналитически во всех тех случаях, когда можно найти аналитическое выражение для пропагатора одной частицы во внешнем поле.

С помощью полученных выше пропагаторов с эффективными действиями можно также исследовать и кинетику разреженных газов. При этом необходимо использовать соответствующие короткодействующие потенциальные энергии взаимодействия частиц газа $U(\mathbf{R})$ и больцмановскую корреляционную функцию $g(\mathbf{R}_1, \mathbf{p}_1, \mathbf{R}_2, \mathbf{p}_2, t)$ [12].

В некоторых случаях, когда корреляционные функции высоких порядков несущественны, развитая выше кинетическая теория справедлива и для плотных плазмы и газов, поскольку для достаточно короткого промежутка времени вновь применима теория возмущений для учета столкновительного объема. При этом необходимо также использовать парные корреляционные функции для плотных плазмы и газов.

В разреженной плазме можно построить пропагатор для функции распределения и на больших временах, превышающих время релаксации в плазме. Для этого интервал времени разбивается на малые промежутки, меньшие времени релаксации, но большие по сравнению

со временами расщепления корреляций [12]. Статистическое усреднение производится по произведению многочастичных функций распределения (3), взятых в разные моменты времени. С учетом малости корреляционных функций в разреженной плазме усредненный пропагатор имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu} K_a(2, 1) = & \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \left[\frac{m_a \mathbf{v}_a^2(t)}{2} - \frac{m_a \mathbf{v}_a'^2(t)}{2} \right] + n_a V_{aa}^{\text{st}} + n_b V_{ba}^{\text{st}} \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt [\mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_a(t) - \mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_a'(t)] \right\} + \\ & + \sum_{ij=aa, ba, bb} \frac{n_i n_j}{2} \int d\mathbf{R}_1 d\mathbf{R}_2 d\mathbf{p}_1 d\mathbf{p}_2 \int_{t_1}^{t_2} g_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{p}_1, \mathbf{R}_2, \mathbf{p}_2, t_f) \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_f-dt_f}^{t_f} dt \sum_{k=1,2} -U_{ij}(\mathbf{R}_k - \mathbf{v}_k(t_2 - t) - \mathbf{r}_{a,ij}(t)) \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_f-dt_f}^{t_f} dt \sum_{k=1,2} U_{ij}(\mathbf{R}_k - \mathbf{v}_k(t_2 - t) - \mathbf{r}_{a,ij}'(t)) \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_f-dt_f}^{t_f} dt \left[\frac{m_a \mathbf{v}_{a,ij}^2(t)}{2} - \frac{m_a \mathbf{v}_{a,ij}'^2(t)}{2} \right] + \right. \\ & \left. + n_a V_{aa}^{\text{st}} + n_b V_{ba}^{\text{st}} \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_f-dt_f}^{t_f} dt [\mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_{a,ij}(t) - \mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_{a,ij}'(t)] \right\}. \quad (16) \end{aligned}$$

Здесь V_{ba}^{st} — столкновительный объем:

$$\begin{aligned} V_{ba}^{\text{st}} = & \int d\mathbf{p} d\mathbf{R} \int_{t_1}^{t_2} f_b(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t_f) \times \\ & \times \left[\exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} \int_{t_f-dt_f}^{t_f} dt [U_{ba}(\mathbf{R} - \mathbf{v}(t_2 - t) - \mathbf{r}_a(t)) - \right. \right. \\ & \left. \left. - U_{ba}(\mathbf{R} - \mathbf{v}(t_2 - t) - \mathbf{r}_a'(t))] \right\} - 1 \right]. \quad (17) \end{aligned}$$

В формулах (16), (17) dt_f — физически бесконечно малый промежуток времени, меньший времени релаксации, но больший времени корреляции частиц в плазме.

В случае квантовой плазмы усредненный пропагатор записывается как

$$\begin{aligned} K_a(2, 1) = & \int D[\mathbf{r}_a(t)] \int D[\mathbf{r}_a'(t)] \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \left[\frac{m_a \mathbf{v}_a^2(t)}{2} - \frac{m_a \mathbf{v}_a'^2(t)}{2} \right] \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt [\mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_a(t) - \mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_a'(t)] + n_a V_{aa}^{\text{st}} + n_b V_{ba}^{\text{st}} \right\} + \\ & + \sum_{ij=aa, ba, bb} \frac{n_i n_j}{2} \int d\mathbf{R}_1 d\mathbf{R}_2 d\mathbf{R}_1' d\mathbf{R}_2' \times \\ & \times \int_{t_1}^{t_2} [g_{ij}(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2, \mathbf{R}_2, t_f) \rho_i(\mathbf{R}_1', \mathbf{R}_1', t_f) \rho_j(\mathbf{R}_2', \mathbf{R}_2', t_f) + \\ & + g_{ij}(\mathbf{R}_1', \mathbf{R}_1', \mathbf{R}_2', \mathbf{R}_2', t_f) \rho_i(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_1, t_f) \rho_j(\mathbf{R}_2, \mathbf{R}_2, t_f)] \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times \int D[\mathbf{r}_a(t)] \int D[\mathbf{r}_a'(t)] \times \\ & \times \int_{\mathbf{R}_1(t_f-dt_f)=\mathbf{R}_1'}^{\mathbf{R}_1(t_f)=\mathbf{R}_1} D[\mathbf{R}_1(t)] \int_{\mathbf{R}_2(t_f-dt_f)=\mathbf{R}_2'}^{\mathbf{R}_2(t_f)=\mathbf{R}_2} D[\mathbf{R}_2(t)] \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_f-dt_f}^{t_f} dt \sum_{k=1,2} \left[\frac{m_k \dot{\mathbf{R}}_k^2(t)}{2} - U_{ij}(\mathbf{R}_k(t) - \mathbf{r}_a(t)) \right] \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_f-dt_f}^{t_f} dt \sum_{k=1,2} U_{ij}(\mathbf{R}_k(t) - \mathbf{r}_a'(t)) \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_f-dt_f}^{t_f} dt \left[\frac{m_a \mathbf{v}_a^2(t)}{2} - \frac{m_a \mathbf{v}_a'^2(t)}{2} \right] + n_a V_{aa}^{\text{st}} + n_b V_{ba}^{\text{st}} \right\} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_f-dt_f}^{t_f} dt [\mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_a(t) - \mathbf{F}_a(t) \mathbf{r}_a'(t)] \right\}, \quad (18) \end{aligned}$$

где столкновительный объем

$$\begin{aligned} V_{ba}^{\text{st}} = & \int d\mathbf{R}' d\mathbf{R} \int_{t_1}^{t_2} \rho_b(\mathbf{R}, \mathbf{R}, t_f) \rho_a(\mathbf{R}', \mathbf{R}', t_f) \times \\ & \times \int_{\mathbf{R}(t_f-dt_f)=\mathbf{R}'}^{\mathbf{R}(t_f)=\mathbf{R}} D[\mathbf{R}(t)] \times \\ & \times \left[\exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} \int_{t_f-dt_f}^{t_f} dt \left[\frac{m_b \dot{\mathbf{R}}^2(t)}{2} + U_{ba}(\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}_a(t)) - \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. - U_{ba}(\mathbf{R}(t) - \mathbf{r}_a'(t)) \right] \right\} - 1 \right]. \quad (19) \end{aligned}$$

Итак, получены пропагаторы (16)–(19) для разреженной плазмы, которые в большинстве случаев могут быть вычислены аналитически. Их применение к начальной функции распределения согласно (10) (с учетом (4)) приводит к формулировке кинетической теории в виде системы интегральных уравнений. Эволюцию разреженной плазмы можно также исследовать путем многократного применения пропагаторов (8), (9) и (13), (14), если рассматривать промежутки времени, меньшие времени релаксации.

3. Кинетическая теория взаимодействия мощных коротких лазерных импульсов с плазмой

Далее используется полученный выше пропагатор для функции распределения плазмы на малых временах (меньше времени релаксации плазмы). Кинетику плазмы на достаточно больших временах предлагается исследовать путем многократного последовательного применения пропагатора согласно (10). Пропагатор для матрицы плотности $\rho_a(\mathbf{r}, \mathbf{r}', t)$ в случае классической (невыврожденной) плазмы, состоящей из двух сортов частиц a, b , имеет вид (в приближении самосогласованного поля)

$$\begin{aligned} K_a(2, 1) = & \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \left[-m_a c^2 \sqrt{1 - \frac{\mathbf{v}_a^2(t)}{c^2}} + m_a c^2 \sqrt{1 - \frac{\mathbf{v}_a'^2(t)}{c^2}} \right] + \right. \\ & \left. + n_a V_{aa}^{\text{st}} + n_b V_{ba}^{\text{st}} \right\} \times \end{aligned}$$

$$\times \exp \left\{ \frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \left[\frac{Z_a e}{c} \mathbf{A}(t) \mathbf{v}_a(t) - \frac{Z_a e}{c} \mathbf{A}(t) \mathbf{v}'_a(t) \right] \right\} \times$$

$$\times \left(\frac{m_a}{2\pi\hbar(t_2 - t_1)} \right)^3, \quad (20)$$

$$V_{ba}^{\text{st}} = \int d\mathbf{p} d\mathbf{R} f_b(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t_1) \times$$

$$\times \left[\exp \left\{ -\frac{i}{\hbar} \int_{t_1}^{t_2} dt \left[U_{ba}(\mathbf{R} - \mathbf{v}(t_2 - t) - \mathbf{r}_a(t)) - \right. \right. \right.$$

$$\left. \left. - U_{ba}(\mathbf{R} - \mathbf{v}(t_2 - t) - \mathbf{r}'_a(t)) \right] \right\} - 1 \right].$$

Здесь $\mathbf{v}_a$, $\mathbf{r}_a$ — скорость и радиус-вектор частицы a , U_{aa} , U_{ba} — потенциальные энергии взаимодействия частиц, $\mathbf{R}_i$ — радиус-вектор рассеивающего центра, $\mathbf{A}$ — векторный потенциал внешнего поля, действующего на частицу, n_a , Z_a — средняя концентрация и заряд частиц сорта a . Пропагатор (20) описывает динамику плазмы на коротких временах, меньших времени релаксации функции распределения. Если известна матрица плотности плазмы в момент времени t_1 , то в момент времени t_2 она определяется соотношением (10).

При анализе кинетики плазмы удобно перейти к разностной переменной $\Delta \mathbf{r} = \mathbf{R} - \mathbf{R}'$, $\mathbf{r} = (\mathbf{R} + \mathbf{R}')/2$, $\rho(\mathbf{r} + \Delta \mathbf{r}/2, \mathbf{r} - \Delta \mathbf{r}/2)$. Эта матрица плотности связана с функцией распределения соотношением

$$f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = \frac{V}{(2\pi\hbar)^3} \int d\Delta \mathbf{r} \rho(\mathbf{r}, \Delta \mathbf{r}) \exp \left(-i \frac{\Delta \mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{\hbar} \right), \quad (21)$$

$$\rho(\mathbf{r}, \Delta \mathbf{r}) = \frac{1}{V} \int d\mathbf{p} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \exp \left(i \frac{\Delta \mathbf{r} \cdot \mathbf{p}}{\hbar} \right),$$

где V — объем плазмы.

Поскольку в исследуемой проблеме квантовые эффекты несущественны, то действие частицы

$$S_a[\mathbf{r}(t), \Delta \mathbf{r}(t)] = \frac{\hbar}{i} \ln \left(\frac{m_a}{2\pi\hbar(t_2 - t_1)} \right)^{-3} K_a(2, 1)$$

(см. (20)) можно разложить по малому $\Delta \mathbf{r}(t)$. Так как вклад нулевого порядка равен нулю, то данное разложение эквивалентно переходу к нерелятивистскому пределу. Для действия можно использовать нерелятивистское выражение, связь между скоростью и импульсом остается релятивистской, как и в стандартной кинетической теории (в приближении самосогласованного поля) [12]. В приближении самосогласованного поля для пропагатора частиц сорта a классической плазмы получим выражение

$$K_a(2, 1) = \left(\frac{m_a}{2\pi\hbar(t_2 - t_1)} \right)^3 \exp \left[\frac{i}{\hbar} (S_0 + \Delta S_p) + \Delta S_{\text{st}} \right], \quad (22)$$

где S_0 — действие частицы в лазерном поле линейной поляризации (типичной для мощных лазеров), в котором неоднородность поля учтена параметрически:

$$S_0 = \frac{m_a}{t_2 - t_1} (\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1) (\Delta \mathbf{r}_2 - \Delta \mathbf{r}_1) - \frac{Z_a e}{\omega c(t_2 - t_1)} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \mathbf{A} d\varphi +$$

$$+ \frac{Z_a e}{\omega c(t_2 - t_1)} \frac{\mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1}{t_2 - t_1} \left(- \int_{\varphi_1 - \Delta \varphi_1}^{\varphi_1 + \Delta \varphi_1} \mathbf{A} d\varphi + \int_{\varphi_2 - \Delta \varphi_2}^{\varphi_2 + \Delta \varphi_2} \mathbf{A} d\varphi \right) -$$

$$- \frac{Z_a^2 e^2}{\omega^2 m_a(t_2 - t_1)} \times$$

$$\times \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \mathbf{A} d\varphi \left(- \int_{\varphi_1 - \Delta \varphi_1}^{\varphi_1 + \Delta \varphi_1} \mathbf{A} d\varphi + \int_{\varphi_2 - \Delta \varphi_2}^{\varphi_2 + \Delta \varphi_2} \mathbf{A} d\varphi \right) +$$

$$+ \frac{Z_a^2 e^2}{2\omega m_a c^2} \left(- \int_{\varphi_1 - \Delta \varphi_1}^{\varphi_1 + \Delta \varphi_1} \mathbf{A}^2 d\varphi + \int_{\varphi_2 - \Delta \varphi_2}^{\varphi_2 + \Delta \varphi_2} \mathbf{A}^2 d\varphi \right), \quad (23)$$

где $\mathbf{A} = \mathbf{A}_0(\mathbf{r}_\perp, \varphi/\omega) \sin \varphi$ — векторный потенциал лазерного поля, $\mathbf{r}_\perp \perp \mathbf{k}$, $\varphi_{1,2} = \omega t_{1,2} - \mathbf{k} \mathbf{r}_{1,2}$, $\Delta \varphi_{1,2} = -\mathbf{k} \Delta \mathbf{r}/2$, ω — частота лазерного поля, $\mathbf{k}$ — волновой вектор.

В (22) ΔS_p — добавка к действию, обусловленная пондеромоторными силами, возникающими вследствие неоднородности амплитуды лазерного поля A_0 ; пондеромоторные силы учтены в соответствии с теорией возмущений, что справедливо при достаточно коротких временах, в течение которых смещение частицы мало по сравнению с характерным размером неоднородности амплитуды лазерного поля A_0 :

$$\Delta S_p = - \frac{Z_a^2 e^2}{4m_a c^2} \nabla A_0^2 \int_{t_1}^{t_2} \Delta \mathbf{r}_a dt. \quad (24)$$

Здесь $\Delta \mathbf{r}_a$ — траектория частицы в однородном лазерном поле с граничными условиями $\Delta \mathbf{r}_a(t_1) = \Delta \mathbf{r}_1$, $\Delta \mathbf{r}_a(t_2) = \Delta \mathbf{r}_2$.

Вклад в действие ΔS_{st} , обусловленный взаимодействием частиц, имеет вид (этот вклад также вычисляется на основе теории возмущений)

$$\text{Im} \Delta S_{\text{st}} = \pi \sum_b n_b V.p. \int d\mathbf{p}_b f_{1Z}(\mathbf{p}_b, t_1) \times$$

$$\times \int_{t_1}^{t_2} dt \frac{Z_a(\mathbf{r}_1) e^2 c^2}{\hbar} \frac{(\Delta \mathbf{r}_{a \perp \mathbf{v}_b}(t))^2}{\mathbf{v}_b \Delta \dot{\mathbf{r}}_a(t)}, \quad (25)$$

$$f_{1Z}(\mathbf{p}_b, t_1) = \int d\mathbf{r} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_b, t_1) Z_b(\mathbf{r}),$$

$$\text{Re} \Delta S_{\text{st}} = -\pi \sum_b n_b \int d\mathbf{p}_b f_{2Z}(\mathbf{p}_b, t_1) \times$$

$$\times \int_{t_1}^{t_2} dt \frac{Z_a^2(\mathbf{r}_1) e^4}{\hbar v_b} (\Delta \mathbf{r}_{a \perp \mathbf{v}_b}(t))^2, \quad (26)$$

$$f_{2Z}(\mathbf{p}_b, t_1) = \int d\mathbf{r} f(\mathbf{r}, \mathbf{p}_b, t_1) Z_b^2(\mathbf{r}).$$

Здесь Z_b , $\mathbf{p}_b$, $\mathbf{v}_b$, n_b — заряд, импульс, скорость и средняя плотность частиц плазмы сорта b . Вычисления производились согласно (9) с потенциальной энергией взаимодействия

$$U_{ba}(\mathbf{r}_b - \mathbf{r}_a) = Z_a Z_b e^2 \left(1 - \frac{\dot{\mathbf{r}}_a \mathbf{v}_b}{c^2} \right) \times$$

$$\times \frac{1}{\sqrt{(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b)^2 (1 - \dot{\mathbf{r}}_a^2/c^2) + [(\mathbf{r}_a - \mathbf{r}_b) \dot{\mathbf{r}}_a]^2/c^2}}, \quad (27)$$

где учтены как скалярный, так и векторный потенциалы поля частицы плазмы b (частица b движется с постоянной скоростью), действующих на пробную частицу сорта a . При вычислении (25), (26) учитывалась также малость частоты лазерного поля по сравнению с характерной (вайскопфской) частотой изменения столкновительного

объема V_{ba}^{st} , равной в данном случае отношению характерной скорости к наибольшей из двух величин: длине Ландау или длине волны де Бройля. Следует отметить, что мнимая часть столкновительного объема, характеризующая сдвиг распределения частиц a по импульсам, определяется векторными потенциалами возмущающих частиц. Действительная часть столкновительного объема, характеризующая уширение распределения частиц a по импульсам, определяется скалярными потенциалами возмущающих частиц.

Если заданы начальные функции распределения частиц плазмы, то их эволюция может быть найдена путем многократного применения пропагаторов (22)–(26). Статистически усредненные плазменные и рассеянные электромагнитные поля могут быть найдены по функциям распределения частиц плазмы [12]. Фурье-компоненты плотностей энергии продольного и поперечного электрических полей имеют вид

$$(\mathbf{E}_{\parallel} \mathbf{E}_{\parallel})_{\omega, \mathbf{k}} = \sum_a \frac{4\pi e^2 n_a}{k^2} \frac{\int 2\pi \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) Z_a^2(\mathbf{R}) f_a(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{p}}{|\varepsilon_{\parallel}(\omega, \mathbf{k})|^2},$$

$$(\mathbf{E}_{\perp} \mathbf{E}_{\perp})_{\omega, \mathbf{k}} =$$

$$= \sum_a \frac{4\pi e^2 n_a}{k^2} \frac{\int 2\pi \delta(\omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) (\mathbf{k} \times \mathbf{v})^2 Z_a^2(\mathbf{R}) f_a(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t) d\mathbf{p}}{|\omega^2 \varepsilon_{\perp}(\omega, \mathbf{k}) - c^2 k^2|^2},$$

$$\mathbf{E}_{\parallel} \parallel \mathbf{k}, \quad \mathbf{E}_{\perp} \perp \mathbf{k}. \quad (28)$$

Выражения для продольной и поперечной диэлектрических проницаемостей плазмы записываются как

$$\varepsilon_{\parallel}(\omega, \mathbf{k}) = 1 + \sum_a \frac{4\pi e^2 n_a}{k^2 \omega} \int \frac{(\mathbf{k}\mathbf{v}) \mathbf{k} Z_a^2(\mathbf{R}) \partial f_a(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t) / \partial \mathbf{p}}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v} + i0} d\mathbf{p}, \quad (29)$$

$$\varepsilon_{\perp}(\omega, \mathbf{k}) =$$

$$= 1 + \sum_a \frac{2\pi e^2 n_a}{k^2 \omega} \int \frac{((\mathbf{k} \times \mathbf{v}) \times \mathbf{k}) Z_a^2(\mathbf{R}) \partial f_a(\mathbf{R}, \mathbf{p}, t) / \partial \mathbf{p}}{\omega - \mathbf{k}\mathbf{v} + i0} d\mathbf{p}.$$

Кроме того, необходимо вычислять и средние заряды ионов. В случае коротких фемтосекундных лазерных импульсов заряд иона в заданной точке определяется амплитудой напряженности лазерного электрического поля в этой точке [16] при нарастании напряженности лазерного поля. При уменьшении напряженности лазерного поля заряд остается неизменным. Такая модель зарядовой кинетики связана с надбарьерным характером ионизации ионов сильным лазерным полем и малостью времени взаимодействия фемтосекундного лазерного импульса с мишенью. Амплитуда лазерного поля $E(t)$ и заряд иона Z связаны формулой Бете [17] (в атомных единицах):

$$E(t) = \frac{I_{Z-1}^2}{4Z}, \quad (30)$$

где I_{Z-1} — потенциал ионизации иона с зарядом $Z - 1$. Когда плазменное поле сильно отличается от лазерного поля в вакууме, в формуле (30) следует использовать плотность энергии электрического поля в плазме, вычисленную согласно (28). В общем случае, когда ионизация не является надбарьерной, средние заряды ионов можно найти из уравнений зарядовой кинетики, в которых

учитывается ионизация атомов и ионов как плазменными электрическими полями, так и электронными столкновениями. Аналитические выражения для скоростей туннельной и надбарьерной ионизации и распределения вылетевших электронов по импульсам получены в [18, 19] в случае нерелятивистских электронов и в [20–22] — в случае релятивистских электронов. Выражения для функции распределения электронов по скоростям при туннельной и многофотонной ионизации релятивистским лазерным полем найдены в [23]. Аналитическое выражение для скорости ионизации в многофотонном и надбарьерном пределе получено в [24] для нерелятивистских электронов. Следует отметить, что исследование ионизации в плазме может осложниться наличием как квазистационарных, так и переменных электрических полей. Общее аналитическое выражение для скорости туннельного распада при наличии переменного электрического поля (туннельный барьер создается постоянным электрическим полем) выведено в [25].

Учет процессов ионизации приводит в случае мощного лазерного импульса к небольшому дисбалансу энергии, который исправляется добавлением к эффективному действию пропагатора величины

$$\frac{i}{\hbar} \varepsilon(\mathbf{r}_2, t_2)(t_2 - t_1),$$

где $\varepsilon(\mathbf{r}_2, t_2)$ — энергия, затраченная на ионизацию атомов и ионов.

4. Поглощение лазерного излучения в плазме. Параметрические неустойчивости

Электрон, помещенный в поле лазерной волны, совершает осциллирующее движение. При достаточно большой интенсивности ($I\lambda^2 \geq 10^{18}$ Вт см⁻² мкм⁻²) скорость осцилляций становится близка к скорости света. Лазерное излучение может поглощаться путем перехода энергии осцилляционного движения электрона в энергию его поступательного движения. Этот переход происходит в результате вынужденного тормозного поглощения при рассеянии электрона на атоме [26–28], вынужденного и спонтанного эффекта Комптона [28], ускорения пондеромоторной силой при движении в неоднородном поле [28–30]. Нагрев электронов плазмы в результате эффекта Комптона доминирует над вынужденным тормозным поглощением в случае плотной плазмы, когда частота электронных столкновений больше частоты лазерного поля [28]. Нагрев электронов в неоднородном поле эффективен при достаточно сильной неоднородности, когда характерный размер неоднородности меньше амплитуды осцилляций электрона (пондеромоторное рассеяние) [31–34]. При взаимодействии лазерного импульса с плазмой сильная неоднородность может быть следствием либо сканирования лазерного поля, либо крутизны фронта лазерного импульса.

Помимо перечисленных выше механизмов поглощения лазерного поля плазмой вследствие рассеяния квантов лазерного импульса на электронах и поглощения квантов лазерного импульса электронами в присутствии "третьего тела" (ион, неоднородность поля) существует аномальное поглощение, обусловленное параметрическим возбуждением коллективных движений плазмы (плазменных волн). Под воздействием лазерного поля

осциллируют параметры, характеризующие плазму. Это изменение приводит, как и в случае механических колебательных систем, к возможности параметрического резонанса, когда внутреннее поле флуктуаций нарастает со временем. Развитие такой параметрической неустойчивости существенно для характера взаимодействия лазерного излучения с плазмой, которая становится турбулентной.

Основными элементарными процессами, определяющими поглощение мощного лазерного излучения, являются двухплазмонный распад фотона, вынужденное рамановское рассеяние, вынужденное рассеяние Мандельштама – Бриллюэна [3–6]. Значительное влияние на эти процессы оказывает неоднородность плазмы, приводящая к увеличению пороговой интенсивности возбуждения параметрической неустойчивости и к переносу энергии плазменных волн в область более разреженной плазмы [5]. Кроме того, достаточно сильная неоднородность приводит к новому механизму поглощения, названному плазменным резонансом [4, 35].

Процесс двухплазмонного распада заключается в том, что фотон лазерного поля распадается на квант ленгмюровской плазменной волны и квант ионно-звуковой волны. Возникающее в плазме внутреннее поле является потенциальным. Этот механизм доминирует в достаточно плотной плазме при концентрации электронов $n > n_{cr}/4$, $n_{cr} = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$, где n_{cr} — критическая электронная плотность, при превышении которой электромагнитная волна частоты ω распространяться в плазме не может (при нерелятивистских интенсивностях лазерного поля).

При распространении в плазме субпикосекундных лазерных импульсов существенную роль играет вынужденное рамановское рассеяние, при котором квант лазерного поля распадается на квант ленгмюровской плазменной волны и квант поперечного электромагнитного поля со смещенной частотой. Эта неустойчивость не является потенциальной. Вынужденное рамановское рассеяние наблюдается в достаточно разреженной плазме $n < n_{cr}/4$ (см., например, [4, 36]). При релятивистских интенсивностях вынужденное рамановское рассеяние возможно и при больших плотностях вследствие эффективного увеличения массы электрона и, следовательно, уменьшения плазменной частоты.

При вынужденном рассеянии Мандельштама – Бриллюэна возбуждается ионно-звуковая волна. Этот процесс становится существенным в случае более длительных наносекундных импульсов.

При учете релятивистских эффектов, а именно, осцилляции массы электрона, возникают еще две параметрических неустойчивости — филаментация лазерного луча и модуляция лазерного луча [6, 37]. При этом в результате первой неустойчивости лазерный луч разбивается на несколько лазерных лучей с большей интенсивностью (поперечная неоднородность), а в результате модуляционной неустойчивости интенсивность лазерного луча становится неоднородной в направлении его распространения. Возникновение релятивистской филаментации лазерного луча объясняется следующим образом. Из дисперсионного соотношения для поперечной электромагнитной волны в плазме с учетом релятивистской осцилляции массы электрона следует, что фазовая скорость волны уменьшается в точке увеличения интенсивности волны. Это приводит к изгибу волнового фронта и,

как следствие, к росту интенсивности фокусировки лазерного луча в направлении его распространения. Возникновение релятивистской модуляционной неустойчивости может быть описано следующим образом. Суперпозиция электронной плазменной волны и лазерной волны накачки приводит к электрическому полю в форме сдвинутой синусоидальной волны. Из-за релятивистской осцилляции массы электроны становятся легче в области минимума и тяжелее в области максимума поля. В результате более быстрые осцилляции плазмы в области минимума дефазированы по отношению к ее осцилляциям в области максимума поля. Вследствие этого увеличивается модуляция плотности и возникает релятивистская неустойчивость [6]. Следует отметить, что пондеромоторная сила оказывает существенное влияние на характер модуляционной неустойчивости в слаборелятивистской плазме [6]. Следует отметить также анизотропию филаментационной неустойчивости линейно поляризованного лазерного луча при плотностях плазмы, близких к критической [38, 39].

В интенсивных лазерных полях, в которых движение электрона становится релятивистским, эти неустойчивости сливаются с вынужденным рамановским рассеянием и двухплазмонным распадом [40]. Наличие высокоэнергетических электронов, ускоренных плазменной волной, значительно влияет на параметрические неустойчивости: уменьшается инкремент неустойчивости, сдвигается область неустойчивости в пространстве волновых векторов, изменяется частотный спектр рамановского рассеяния [41].

Учет как релятивистских эффектов, так и движения ионов важен при моделировании резонансного поглощения лазерного поля [42, 43]. В случае неоднородной плазмы (характерный размер порядка нескольких длин волн) наблюдается резонанс в угловой зависимости поглощения при наклонном падении р-поляризованного лазерного импульса на плазму.

Поглощение мощного лазерного излучения на резкой границе вакуум – плазма может происходить в результате "вакуумного нагрева" [44] и $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -нагрева [45, 46] электронов. "Вакуумный нагрев" электронов происходит при наклонном падении р-поляризованного лазерного импульса на границу вакуум – плазма. Электрическое поле лазерного импульса вырывает электроны с поверхности плазмы и через полпериода вталкивает их в плазму. Однако нагреваются они либо в результате глубоконеупругого вынужденного тормозного эффекта, либо в результате пондеромоторного рассеяния. В случае $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -нагрева электроны, осциллирующие вблизи поверхности плазмы в электрическом поле лазерного импульса, падающего нормально к границе вакуум – плазма, вталкиваются в плазму магнитным полем этого лазерного импульса. Это происходит каждые полпериода лазерного импульса. В результате $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -нагрева генерируется модулированный пучок электронов, переходное излучение которого наблюдается на задней границе мишени. Переходное излучение на удвоенной частоте лазерного импульса наблюдалось в эксперименте [47], что подтверждает ускорение электронов в плазме по механизму $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ -нагрева. Косвенное подтверждение "вакуумного нагрева" электронов в плазме при наклонном падении лазерного импульса получено в эксперименте [48] при измерении коэффициента поглощения.

5. Взаимодействие релятивистских субпикосекундных лазерных импульсов с плазмой

5.1. Кильватерная волна

При прохождении лазерного импульса через разреженную ($n \ll n_{cr}$) плазму за его фронтом возбуждается кильватерная волна [49–52], которая захватывает и ускоряет электроны плазмы. На этом принципе работает лазерный ускоритель частиц (см. обзоры [53–55]), основное преимущество которого составляет его компактность. Кильватерная волна возбуждается только в случае кругого переднего фронта лазерного импульса [52]. Физический механизм ее возбуждения связан с пондеромоторной силой лазерного импульса, воздействие которого приводит к возмущению электронной плотности. Поле разделения зарядов вызывает волну плотности заряда за лазерным импульсом. Характерной особенностью кильватерной волны является то, что при релятивистских интенсивностях лазерного импульса и достаточно крутом фронте потенциал ее электрического поля значительно превышает потенциал поля лазерной волны, причем потенциал кильватерной волны нарастает с увеличением плотности плазмы. Однако напряженность продольного электрического поля кильватерной волны не может превышать некоторого максимального значения, зависящего от параметров плазмы и скорости осцилляций электрона в лазерном поле (одномерная теория развита в [56]). При более высоких значениях напряженности продольного электрического поля кильватерная волна разрушается.

Характерной особенностью релятивистских лазерных импульсов является сильная пондеромоторная сила, в результате действия которой в плазме образуется лазерный канал с пониженной электронной плотностью. Число периодов кильватерной волны за фронтом лазерного импульса может определяться ее разрушением вследствие поперечной неоднородности плазменной частоты в лазерном канале [57]. Неоднородность приводит к росту кривизны фронта кильватерной волны по мере удаления от лазерного импульса. Когда амплитуда осцилляций электрона сравнивается с радиусом кривизны, фронт волны становится неоднозначным (разрушение волны), а плазменное электрическое поле — нерегулярным. Траектории электронов становятся при этом самопересекающимися. При сильном разрушении кильватерной волны доминирует процесс вынужденного рамановского рассеяния.

Другая причина нарастания кривизны фронта кильватерной волны, приводящая к ее разрушению, — образование в лазерном канале мелкомасштабной структуры, обусловленной действием пондеромоторной силы самой кильватерной волны [58].

Наиболее эффективно кильватерная волна возбуждается лазерным импульсом с длиной волны, равной половине длины плазменной волны [53, 54]. В случае распространения в плазме более длительных лазерных импульсов эффективная генерация кильватерной волны возможна в результате развития самомодуляционной неустойчивости лазерного импульса, обусловленной вынужденным рамановским рассеянием в направлении лазерной волны. Самомодуляция может быть следствием двух эффектов. В первом случае флуктуации

электронной плотности, связанные с плазменной волной, приводят к изменениям в групповой скорости, которые вызывают продольную модуляцию лазерного импульса. Лазерный импульс разбивается на последовательность коротких импульсов с длительностью, равной половине длины плазменной волны. Во втором случае флуктуации плотности действуют как положительные и отрицательные линзы и приводят к самофокусировке лазерного луча. Самофокусировка и самомодуляция могут возникать одновременно. При прохождении лазерного импульса через газ (а не через приготовленную плазму) самомодуляция может возникать также вследствие возбуждения затравочной кильватерной волны [59]. Эта волна генерируется в результате обострения переднего фронта лазерного импульса ионизационной модуляцией.

Как модуляция электронной плотности, так и ускорение электронов плазмы кильватерной волной наблюдались экспериментально [53–55]. Максимальная энергия электронов, полученная в экспериментах, составляет 200 МэВ.

5.2. Вынужденное рамановское рассеяние

В случае достаточно большой плотности плазмы, при которой кильватерная волна разрушается, основным процессом, определяющим характер взаимодействия релятивистских субпикосекундных лазерных импульсов с плазмой, является вынужденное рамановское рассеяние. Различают обратное рассеяние и рассеяние вперед, при котором лазерная волна (с частотой ω) распадается на плазменную электронную волну (с частотой ω_p) и электромагнитную волну (со стоксовой частотой $\omega - \omega_p$), распространяющуюся в направлении лазерной волны. При обратном рассеянии электромагнитная волна распространяется в противоположном по отношению к лазерной волне направлении. Происходят также процессы слияния лазерной и плазменной волн, в результате которых образуются электромагнитные волны с антистоксовой частотой $\omega + \omega_p$. При рассеянии релятивистского лазерного импульса возникает широкий спектр стоксовых $\omega - N\omega_p$ (N — целое число) и антистоксовых $\omega + N\omega_p$ частот, что наблюдалось в экспериментах [60, 61].

Образовавшиеся в результате вынужденного рамановского рассеяния плазменные волны ускоряют электроны в плазме. В отличие от ускорения кильватерной волной спектр ускоренных в результате рамановского рассеяния электронов является широким и имеет максвелловский характер. При увеличении релятивистских интенсивностей лазерного импульса происходит насыщение инкремента вынужденного рамановского рассеяния [62] и, следовательно, выхода ускоренных электронов [61].

При обратном рассеянии релятивистских лазерных импульсов возникает интенсивная электромагнитная волна, распространяющаяся в противоположном направлении. В этих условиях при достаточно интенсивной рассеянной волне возможна стохастизация динамики электрона и его стохастическое ускорение [63]. Стохастический нагрев электронов плазмы в поле противоположно распространяющихся волн наблюдался при численном моделировании в [64, 65].

Характерная особенность прохождения релятивистских лазерных импульсов через плазму — образование

каналов с пониженной электронной плотностью. Причиной их образования является пондеромоторная сила, обусловленная неоднородностью интенсивности лазерного импульса. Образование каналов с пониженной электронной плотностью при вынужденном рамановском рассеянии лазерного импульса наблюдалось в экспериментах [66, 67], а также в экспериментально-расчетной работе [68]. При росте интенсивности лазерного импульса увеличивается коэффициент прохождения [66, 69]. Усиление прохождения объясняется ослаблением вынужденного рамановского рассеяния в канале вследствие генерации горячих электронов (с температурами в МэВ-ном диапазоне) [69, 70]. В [67] были обнаружены высокоэнергетические ионы (ядра гелия), движущиеся в радиальном направлении. Их ускорение вызвано кулоновской силой отталкивания между ионами (кулоновский взрыв) в обедненном электронами канале. Полная энергия быстрых ионов составляет 6% от энергии лазерного импульса.

5.3. Филаментация лазерного луча

При дальнейшем увеличении плотности плазмы единый лазерный канал разбивается на несколько каналов вследствие релятивистской неустойчивости самофокусировки. Это хорошо видно при численном моделировании прохождения лазерного импульса через плазму [71–74]. Самофокусировке лазерного луча способствует также пондеромоторное выталкивание электронов с оси луча, среда при этом действует как положительная линза. Вследствие параметрических неустойчивостей в плазме возбуждаются электронные плазменные волны, которые ускоряют электроны, образуя потоки горячих электронов. Вейблевская неустойчивость [75] стремится разрушить эти электронные потоки, в результате чего образуются волокна быстрых электронов и обратных токов, обусловленных медленными электронами [76]. Токи быстрых электронов генерируют сильное магнитное поле, максимальное значение которого сравнимо с магнитным полем лазерной волны. В [76] обнаружено, что это магнитное поле приводит к эффекту пинча потока быстрых электронов. Лазерный луч отклоняется вслед за быстрыми электронами, образуется единый канал, по которому распространяется лазерный импульс и течет ток быстрых электронов. Интенсивность лазерного импульса увеличивается примерно на порядок. Магнитный механизм слияния каналов был подтвержден вычислениями с приложенным внешним магнитным полем. В трехмерном случае этот эффект исследовался в [71]. В этой работе отмечается также уменьшение ионной плотности на оси луча и ускорение ионов в радиальном направлении (до энергии 3 МэВ при интенсивности 10^{19} Вт см⁻²), вызванное пондеромоторным выталкиванием электронов с оси лазерного луча.

При филаментации лазерного луча наблюдается увеличение как длины лазерного канала в плазме, так и нагрева высокоэнергетических электронов. В эксперименте [77] зафиксирован рост температуры горячих электронов при повышении плотности плазмы. Этот рост связывается со все большим превышением мощности лазерного импульса над пороговой мощностью релятивистской неустойчивости самофокусировки. Расчет, проведенный в [77], показывает, что нагрев электронов производится поперечным электромагнитным полем лазерного импульса. В работе [78] предложен механизм

такого нагрева. Там показано, что при наличии малой случайной силы, действующей в поперечном направлении, происходит ускорение электрона в продольном направлении распространения лазерной волны. Малая случайная сила приводит к дефазировке осциллирующих электронов в лазерной волне и их нагреву по механизму, аналогичному вынужденному тормозному поглощению. Дефазировка может возникнуть при поперечном движении электронов, выпадающих из лазерных филаментов.

5.4. Прохождение лазерных импульсов через сверхкритическую плазму

При нормальном падении релятивистского лазерного импульса на плазму с плотностью, гораздо большей критической, благодаря силе светового давления образуется канал с пониженной плотностью плазмы, уже прозрачный для лазерного импульса (см. данные расчета [79] и эксперимента [80]).

При нормальном падении релятивистского лазерного импульса на неоднородную плазму возникает резонанс в его поглощении [81]. Коэффициент поглощения имеет локальный максимум при оптимальном градиенте плотности для заданной лазерной интенсивности. Резонанс объясняется деформацией электронной плотности плазмы и последующим усилением пондеромоторного поглощения.

При образовании канала в плазме со сверхкритической плотностью лазерный импульс отклоняется от первоначального направления распространения (см. численное моделирование в [82]). Соответственно отклоняется и пучок ускоренных в плазме горячих электронов. В эксперименте [83] наблюдалось случайное отклонение пучка горячих релятивистских электронов (со средней энергией, в несколько раз превышающей пондеромоторную энергию электрона в лазерном поле) при падении лазерного импульса на твердотельную золотую мишень.

При прохождении лазерного импульса через сверхкритическую плазму значительная часть энергии лазерного импульса (40–50%) переходит в энергию горячих электронов. Это видно как из расчетов по методу "частиц в ячейке" [71, 76, 79], так и из экспериментальных данных [83]. Интенсивные пучки горячих электронов предполагается использовать при быстром зажигании термоядерных мишеней [84], а также в качестве источника γ -квантов, которые генерируются в результате тормозного излучения электронов [85]. Эти γ -кванты электромагнитного поля могут использоваться в радиографии [82], для инициирования фотоядерных реакций [86], генерации электрон-позитронных пар [86–91].

Рассмотрим взаимодействие со сверхкритической плазмой линейно поляризованного лазерного импульса с огибающей

$$A_{0x} = A_0 \exp\left(-\frac{(t-z/c)^2}{\tau^2}\right) \exp\left(-\frac{x^2+y^2}{\sigma^2}\right), \quad (31)$$

причем ось z выбрана вдоль волнового вектора лазерного импульса, ось x — вдоль оси поляризации. Распределение электронной плотности имеет вид

$$n_e(z) = n_{cr} \exp\left(\frac{z}{L}\right), \quad 0 < z < z_{max}, \quad (32)$$

где $n_{cr} = \pi m_e c^2 / e^2 \lambda^2$ — критическая концентрация, при превышении которой волна уже не может распростра-

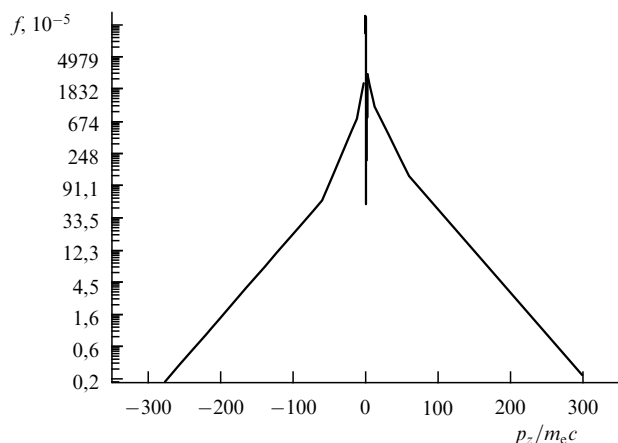


Рис. 1. Функция распределения электронов по z -компоненте импульса при $I_0 = 10^{20}$ Вт см $^{-2}$.

няться в плазме (при нерелятивистских интенсивностях). Такое распределение плотности устанавливается в результате абляции твердой мишени под воздействием предимпульса. Кроме того, плазма разогревается до температуры порядка 1 кэВ.

При проведении вычислений в формулах (25), (26) удобно перейти к чисто координатному представлению согласно (21). Все интегралы в (25), (26) вычислялись методом стационарной фазы (многомерный случай) [92]. Они относятся к типу интегралов от быстроосциллирующих функций, поскольку в рассматриваемом здесь случае плазма является классической (невыврожденной).

Первоначально были проведены расчеты для водородной плазмы с параметрами импульса и степенью неоднородности плазмы такими же, как в работе [93]: $\tau = 150$ фс, $\sigma = 6\lambda$, $L = 30\lambda$ ($\lambda = 1$ мкм — длина волны лазерного импульса). Длина расчетной области была несколько меньше: $z_{\max} = 40\lambda$. Вычисления были проведены при максимальных интенсивностях $I_0 = 10^{18}$, 10^{19} , 10^{20} Вт см $^{-2}$. Распределение электронов по z -компоненте импульса при $I_0 = 10^{20}$ Вт см $^{-2}$ приведено на рис. 1. В основном, именно вдоль этого направления и ускоряются электроны. Результаты вычислений согласуются с результатами работы [93]. Действительно, при интенсивности $I_0 = 10^{18}$ Вт см $^{-2}$ быстрые электроны нагреваются до температуры $T_h \sim 0,8$ МэВ, при $I_0 = 10^{19}$ Вт см $^{-2}$ до $T_h \approx 4,5$ МэВ в области энергий, меньших 12,5 МэВ (средняя $T_h \approx 8$ МэВ в области энергий, меньших 50 МэВ), при $I_0 = 10^{20}$ Вт см $^{-2}$ до $T_h \approx 15$ МэВ в области энергий, больших 25 МэВ. А в [93] температуры быстрых электронов находятся в диапазоне 0,5–1,2 МэВ, 3–8 МэВ, 9–16 МэВ соответственно. На рисунке 1 хорошо видно наличие быстрых электронов, распространяющихся в противоположном направлении. Это происходит вследствие развития вейблевской неустойчивости анизотропного распределения электронов по импульсам в плазме [75]. Кроме того, тепловые электроны разогреваются до температур порядка 10 кэВ вследствие аномальной проводимости.

Для понимания механизма ускорения электронов рассмотрим изменение функции распределения по z -компоненте импульса в более ранние моменты времени, когда стационарное распределение еще не установилось. На рисунке 2 показана эта функция распре-

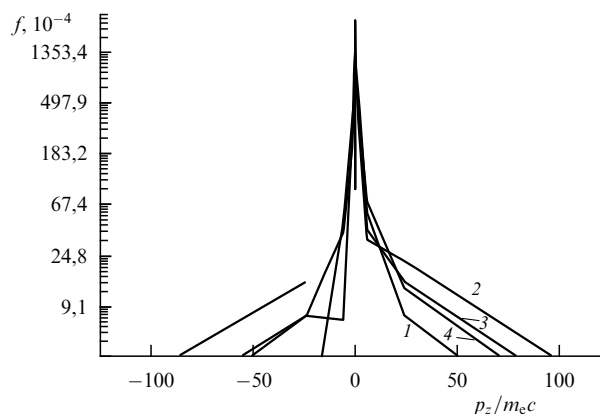


Рис. 2. Функция распределения электронов по z -компоненте импульса при $I_0 = 10^{19}$ Вт см $^{-2}$, взятая в последовательные моменты времени: 1 — $t = 45 T$, 2 — $t = 46 T$, 3 — $47 T$, 4 — $t = 48 T$ (T — период лазерного поля, начальный момент времени $t_0 = -50 T$).

ления в последовательные моменты времени (при $I_0 = 10^{19}$ Вт см $^{-2}$). Видно нерегулярное изменение с течением времени, обусловленное турбулентными пульсациями плазменного поля. Таким образом, электроны ускоряются, в основном, турбулентными пульсациями плазменного поля по механизму, аналогичному ускорению Ферми [94]. Обнаруженный в [93] механизм ускорения, связанный с механическим резонансом между бетатронными осцилляциями электрона в квазистационарных магнитном и электрическом полях и лазерным полем, не является доминирующим.

Из рисунка 1 хорошо видно, что распределение горячих электронов по импульсам имеет двухтемпературный вид. Это может быть объяснено совместным действием как пондеромоторной силы, так и турбулентного плазменного поля. А именно, ускорением пондеромоторной силой хвоста уже ускоренных плазменным полем электронов.

Также были проведены расчеты для плазмы с многозарядными ионами золота при максимальных интенсивностях $I_0 = 10^{20}$ Вт см $^{-2}$ и $I_0 = 3 \times 10^{20}$ Вт см $^{-2}$. При таких интенсивностях атом золота ионизируется до иона с зарядом $Z_i = 51$ согласно формуле Бете (30). Этот заряд близок к равновесному заряду при характерных температурах порядка 300–500 эВ и критической плотности. В формулах (31), (32) были выбраны следующие параметры: $\tau = 150$ фс, $\sigma = 9\lambda$, $L = 20\lambda$ ($\lambda = 1$ мкм), $z_{\max} = 60\lambda$. Результаты вычислений представлены на рис. 3. В интервале энергий от 10 до 25 МэВ электроны нагреваются до температуры $T_h \approx 10$ МэВ, что согласуется с экспериментально полученной в [83] оценкой $T_h \sim 4 \pm 1$ МэВ. Результаты последних вычислений согласуются и с некоторыми данными эксперимента [86], причем расхождения параметров функций распределения меньше 25 %. Действительно, измеренное под углом 30° распределение горячих электронов по энергиям имеет двухтемпературный вид: в диапазоне энергий от 10 до 30 МэВ $T_h \approx 7$ МэВ, в диапазоне от 40 до 100 МэВ $T_h \approx 20$ МэВ. А на рисунке 3 $T_h \approx 8,6$ МэВ (с учетом угла наблюдения 30°) в диапазоне от 10 до 25 МэВ и $T_h \approx 20$ МэВ в диапазоне от 25 до 90 МэВ. Как и в случае водородной плазмы, электроны ускоряются турбулентными пульсациями плазменного поля. Тепловые электроны разогреваются до температуры порядка 10 кэВ

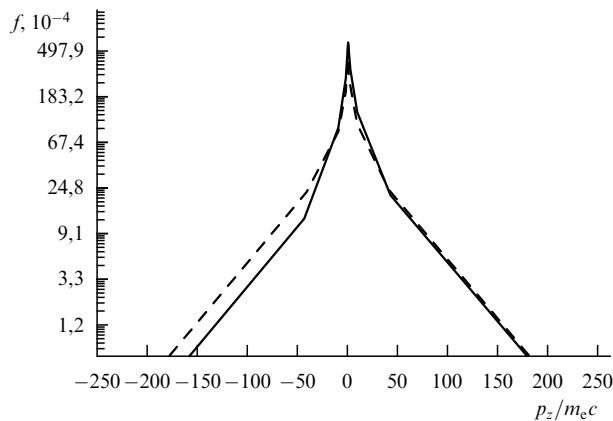


Рис. 3. Функция распределения электронов по z -компоненте импульса при $I_0 = 10^{20}$ Вт см $^{-2}$ (сплошная линия) и при $I_0 = 3 \times 10^{20}$ Вт см $^{-2}$ (штриховая линия) в плазме с многозарядными ионами золота.

вследствие аномальной проводимости плазмы. Все расчеты были проведены на персональном компьютере класса Pentium 4.

5.5. Неоднородная плазма с резкими границами

Неоднородная плазма с резкими границами возникает либо при взаимодействии релятивистских лазерных импульсов с тонкой твердотельной мишенью, либо при падении импульса с хорошим контрастом (малым предимпульсом) на толстую мишень. В результате такого взаимодействия образуются интенсивные пучки быстрых ионов (в основном, протонов), которые наблюдаются в многочисленных экспериментах [83, 86, 95–114] и при моделировании методом "частиц в ячейке" [114–128]. Исследуется энергетически угловое распределение быстрых ионов, которые могут использоваться для быстрого зажигания термоядерной мишени [129–131], протонографической диагностики быстропротекающих процессов в плазме [132, 133], изохорного нагрева твердого тела с целью получения высоких давлений [134], источника нейтронов [96, 114, 135, 136], инициирования ядерных реакций [137], исследования осцилляций нейтрино [138].

Сценарий ускорения протонов при взаимодействии интенсивного фемтосекундного лазерного импульса с тонкой мишенью таков. Пондеромоторная сила ускоряет электроны, вследствие чего возникает разделение зарядов как вблизи передней, так и вблизи задней границ мишени. Образовавшееся амбиполярное электрическое поле и ускоряет ионы, находящиеся в плазме мишени. Дополнительное ускорение может возникнуть вследствие кулоновского взрыва ионов [115] и вихревого электрического поля [116]. Имеется также эффективный стохастический механизм ускорения электронов [64, 65], при котором возникают оптимальные условия для ускорения протонов [126]. Образующаяся под воздействием сильной пондеромоторной силы электростатическая бесстолкновительная ударная волна также может эффективно ускорять ионы [46, 128]. Ионы могут ускоряться как вблизи передней границы тонкой мишени [96, 97, 105, 118, 119], так и вблизи ее задней границы [83, 99, 104, 112, 115, 116, 120]. В расчетах [127] ускоряющее амбиполярное поле распределено в широкой области. При падении лазерного импульса на толстую мишень ионы

также ускоряются вследствие возникновения амбиполярного поля [102, 124], которое появляется в результате действия на электроны пондеромоторной силы как падающего, так и отраженного лазерного импульса. Следует отметить, что распределение ускоренных ионов по энергии зависит от функции распределения выталкиваемых электронов. В случае свободного разлета плазмы в вакуум это показано в работах [114, 139, 140].

Далее рассматривается взаимодействие линейно поляризованного лазерного импульса с огибающей (31) с алюминиевой фольгой [141]. Параметры лазерного импульса таковы: $\tau = 20T$, $\sigma = 7\lambda$, $\lambda = 0,8$ мкм, где T , λ — период и длина волны лазерного импульса. Максимальная интенсивность достигает величины $I_0 = 10^{20}$ Вт см $^{-2}$. Угол между волновым вектором лазерной волны и нормалью к плоскости фольги равен 22° , как в эксперименте [104]. Толщина фольги составляет 3 мкм, начальная концентрация электронов и ионов Al^{13+} соответствует твердотельной плотности. Имеются также примесные ионы водорода.

Если заданы начальные функции распределения частиц плазмы, то их эволюция может быть найдена путем многократного, последовательного применения пропагаторов (22)–(26) согласно соотношению (10). Для исследования генерации быстрых протонов необходимо рассматривать три сорта частиц: электроны, ионы мишени и примесные ионы водорода.

В целом, процесс взаимодействия протекает так же, как и при моделировании методом "частиц в ячейке". Сильная пондеромоторная сила лазерного импульса выталкивает и ускоряет электроны вдоль направления своего распространения, вследствие чего возникает сильное разделение зарядов. Распределения электронов в фазовых плоскостях (z, p_z) и (y, p_z) изображены на рис. 4 и 5 соответственно. Эти распределения приведены в момент времени окончания взаимодействия лазерного импульса с мишенью. Как видно из рис. 4, 5, электроны ускоряются до релятивистских энергий в направлении распространения импульса. Вследствие развития вейблевской неустойчивости [75] генерируется электронный ток в противоположном направлении. Усредненное описание (характерный масштаб порядка длины волны) этой неустойчивости представлено на рис. 5. Обычно вейблевская неустойчивость развивается до более мелких масштабов [142].

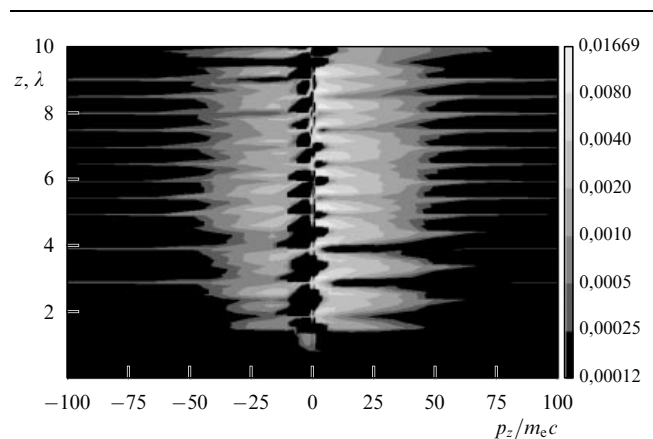
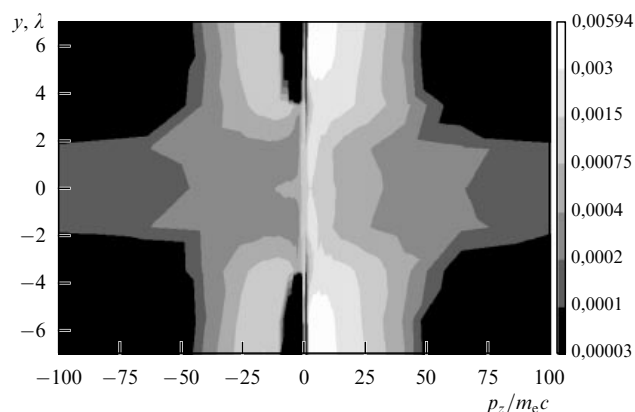
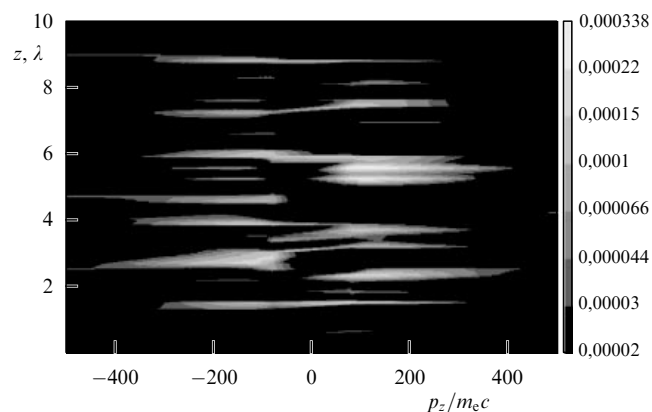
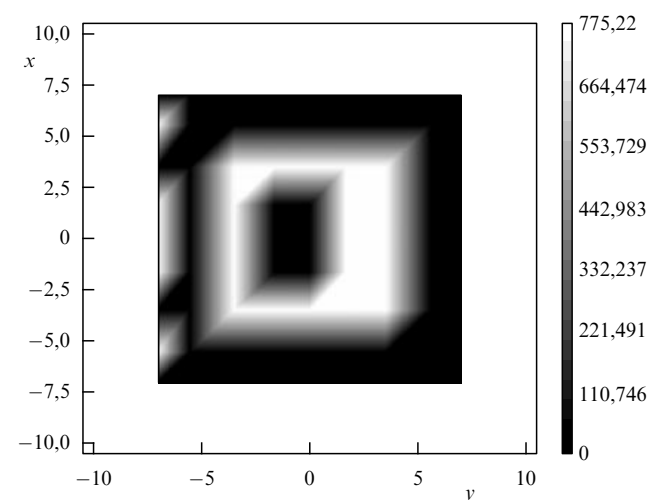
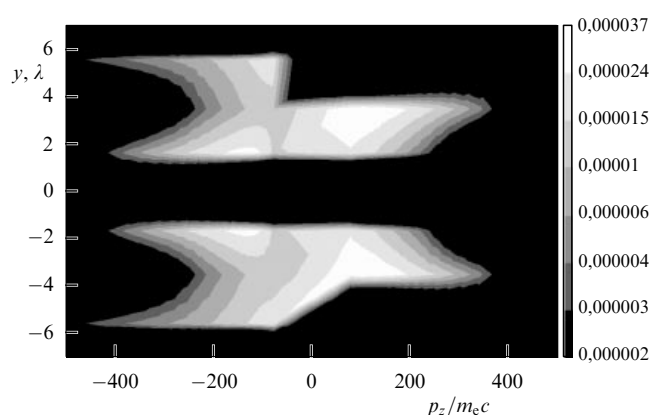


Рис. 4. Распределение электронов в фазовой плоскости (z, p_z) .

Рис. 5. Распределение электронов в фазовой плоскости (y, p_z) .Рис. 7. Распределение быстрых протонов в фазовой плоскости (z, p_z) .Рис. 6. Трехмерное изображение электронной плотности в единицах 10^{21} см^{-3} .Рис. 8. Распределение быстрых протонов в фазовой плоскости (y, p_z) .

Распределение электронной плотности в момент времени после окончания взаимодействия лазерного импульса с мишенью представлено на рис. 6. Видно, что происходит отрыв электронов в центре мишени, при этом значение электронной плотности в оторванных частях остается близким к твердотельной. При моделировании методом "частиц в ячейке" релятивистские электроны образуют разреженный ореол вокруг мишени (см., например, [104, 119, 120]), однако в этих работах берется модельная начальная концентрация электронов, на порядок меньшая твердотельной).

Образовавшееся в результате разделения зарядов амбиполярное электрическое поле ускоряет ионы и примесные протоны, причем, в основном, примесные протоны. В случае, когда начальные концентрации ионов алюминия и протонов равны, температура быстрых протонов $T_{ph} = 4 \text{ МэВ}$, общее число ускоренных протонов с энергией свыше 1 МэВ составляет примерно $3,5 \times 10^{11}$ (точность расчета $\sim 20\%$). Эти данные согласуются с данными эксперимента [104], согласно которым $T_{ph} = 3,2 \pm 0,3 \text{ МэВ}$, а число ускоренных протонов равно $1,6 \times 10^{11}$. Общее число ускоренных протонов сильно зависит от их начальной относительной концентрации в мишени, поскольку при их 3%-ном содержании число ускоренных протонов уменьшается

до $0,5 \times 10^{10}$. Расхождение по числу ускоренных протонов связано с тем, что неизвестна их начальная концентрация в мишени.

Из распределения быстрых протонов в фазовой плоскости (z, p_z) , представленного на рис. 7, видно, что большая часть протонов ускоряется в области $z = (5-6)\lambda$, близкой к значению z , при котором происходит пересечение плоскости $x = 0$ и задней границы мишени. Следовательно, протоны ускоряются, в основном, вблизи задней границы мишени, что соответствует результатам моделирования, проведенного в [104].

Интересной особенностью ускорения протонов в мишени является его отсутствие вблизи $y = 0$ (рис. 8). По-видимому, это связано с интенсивным обратным током релятивистских электронов вблизи этого значения y (см. рис. 5). Вычисления были проведены на персональном компьютере класса Pentium 4.

6. Заключение

Развита кинетическая теория разреженных плазмы и газа, основанная на построении пропагатора для функции распределения, зависящего от этой функции распределения. Получено аналитическое выражение для пропагатора, описывающего эволюцию классической кулоновской плазмы в поле мощного короткого лазерного импульса на временах, меньших времени релаксации. С помощью этой теории исследованы генерация быстрых

электронов релятивистскими фемтосекундными импульсами в плазме с плотностью порядка и выше критической; а также взаимодействие фемтосекундного, релятивистского ($I_0 = 10^{20}$ Вт см⁻²) лазерного импульса с тонкой алюминиевой фольгой. Новый расчетный метод позволяет провести моделирование при реальных больших зарядах ионов и плотностях плазмы. В некоторых случаях возможны трехмерные вычисления на персональном компьютере.

Потоки высокоэнергетических электронов и ионов, получаемые при различных режимах взаимодействия релятивистских лазерных импульсов с плазмой, могут применяться для быстрого зажигания термоядерной мишени, создания высоких давлений, рентгено- и протонно-графической диагностики быстрых процессов в плазме, нейтронных источниках, инициирования ядерных реакций, генерации электрон-позитронных пар. Кроме того, имеющиеся в настоящее время тераваттные лазеры представляют интерес в качестве компактных ускорителей электронов и ионов.

Применение нового метода к некоторым задачам взаимодействия релятивистских лазерных импульсов с плазмой привело к иной интерпретации расчетов в случае генерации горячих электронов в плазме сверхкритической плотности и к несколько иному режиму процесса взаимодействия с тонкой мишенью. Полученные здесь распределения горячих электронов и быстрых протонов по импульсам согласуются с расчетами по общепринятому методу "частиц в ячейке" и с данными экспериментов. В целом, численные исследования кинетики лазерной плазмы, проведенные по методу "частиц в ячейке", качественно согласуются с данными экспериментов. Такие расчеты, как правило, проводятся с модельной плазмой с меньшими зарядами ионов и плотностью. Разработанный здесь метод является перспективным для исследования кинетики лазерной плазмы с многозарядными ионами и кинетики взаимодействия лазерных импульсов с плотной плазмой. Такого сорта плазма возникает при взаимодействии мощных лазерных импульсов с тяжелыми газами и с твердотельными мишенями.

Список литературы

- Mourou G A, Barty C P J, Perry M D *Phys. Today* **51** (1) 22 (1998)
- Крюков П Г *Квантовая электроника* **31** 95 (2001)
- Силин В П *Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму* (М.: Наука, 1973)
- Kruer W L *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Frontiers in Physics, Vol. 73) (Redwood City, Calif.: Addison-Wesley, 1988)
- Silin V P, Tikhonchuk V T *Phys. Rep.* **135** 1 (1986)
- Shukla P K et al. *Phys. Rep.* **138** 1 (1986)
- Pukhov A *Rep. Prog. Phys.* **66** 47 (2003)
- Сигов Ю С *Вычислительный эксперимент: мост между прошлым и будущим физики плазмы. Избранные труды* (Сост. Г И Змиевская, В Д Левченко) (М.: Физматлит, 2001)
- Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979)
- Косарев И Н *ЖТФ* **74** (4) 133 (2004)
- Косарев И Н *ЖТФ* **75** (1) 32 (2005)
- Климонтович Ю Л *Кинетическая теория неидеального газа и неидеальной плазмы* (М.: Наука, 1975)
- Фейнман Р, Хиббс А *Квантовая механика и интегралы по траекториям* (М.: Мир, 1968)
- Грим Г *Спектроскопия плазмы* (М.: Атомиздат, 1969); Собельман И И *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Физматгиз, 1963)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория поля* (М.: Наука, 1973)
- Krainov V P, Roshchupkin A S *Phys. Rev. A* **64** 063204 (2001)
- Bethe H A, Salpeter E E *Quantum Mechanics of One- and Two-electron Atoms* 2nd ed. (New York: Plenum/Rosetta, 1977)
- Delone N B, Krainov V P *J. Opt. Soc. Am. B* **8** 1207 (1991)
- Krainov V P *J. Opt. Soc. Am. B* **14** 425 (1997)
- Krainov V P *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **32** 1607 (1999)
- Krainov V P *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **36** L169 (2003)
- Milosevic N, Krainov V P, Brabec T *Phys. Rev. Lett.* **89** 193001 (2002)
- Hafizi B et al. *Phys. Rev. E* **67** 056407 (2003)
- Косарев И Н *Оптика и спектроск.* **101** 357 (2006)
- Kosarev I N, Yudin G L *Phys. Lett. A* **160** 443 (1991)
- Силин В П *ЖЭТФ* **47** 2254 (1964)
- Силин В П *ЖЭТФ* **111** 478 (1997)
- Федоров М В *Электрон в сильном световом поле* (М.: Наука, 1991)
- Битук Д Р, Федоров М В *ЖЭТФ* **116** 1198 (1999)
- Salamin Y I, Keitel C H *Phys. Rev. Lett.* **88** 095005 (2002)
- Hartemann F V et al. *Phys. Rev. E* **51** 4833 (1995)
- Malka G, Lefebvre E, Miquel J L *Phys. Rev. Lett.* **78** 3314 (1997)
- Нарожный Н Б, Фофанов М С *ЖЭТФ* **117** 867 (2000)
- Narozhny N B, Fofanov M S *Phys. Lett. A* **295** 87 (2002)
- Гинзбург В Л *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Физматгиз, 1960)
- Estabrook K, Kruer W L *Phys. Fluids* **26** 1892 (1983)
- Max C E, Arons J, Langdon A B *Phys. Rev. Lett.* **33** 209 (1974)
- Honda T et al. *J. Plasma Fusion Res.* **75** 219 (1999)
- Sheng Z-M et al. *Phys. Rev. E* **64** 066409 (2001)
- Quesnel B et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 2132 (1997)
- Sheng Z-M et al. *Phys. Rev. E* **61** 4362 (2000)
- Estabrook K G, Valeo E J, Kruer W L *Phys. Fluids* **18** 1151 (1975)
- Estabrook K, Kruer W L *Phys. Rev. Lett.* **40** 42 (1978)
- Brunel F *Phys. Rev. Lett.* **59** 52 (1987)
- Kruer W L, Estabrook K *Phys. Fluids* **28** 430 (1985)
- Denavit J *Phys. Rev. Lett.* **69** 3052 (1992)
- Baton S D et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 105001 (2003)
- Grimes M K et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 4010 (1999)
- Tajima T, Dawson J M *Phys. Rev. Lett.* **43** 267 (1979)
- Горбунов Л М, Кирсанов В И *ЖЭТФ* **93** 509 (1987)
- Sprangle P et al. *Appl. Phys. Lett.* **53** 2146 (1988)
- Буланов С В, Кирсанов В И, Сахаров А С *Письма в ЖЭТФ* **50** 176 (1989)
- Esarey E et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 252 (1996)
- Андреев Н Е, Горбунов Л М *УФН* **169** 53 (1999)
- Bingham R, Mendonça J T, Shukla P K *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** R1 (2004)
- Katsouleas T, Mori W B *Phys. Rev. Lett.* **61** 90 (1988)
- Bulanov S V et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 4205 (1997)
- Gorbunov L M, Mora P, Solodov A A *Phys. Plasmas* **10** 1124 (2003)
- Андреев Н Е, Чеготов М В, Погосова А А *ЖЭТФ* **123** 1006 (2003)
- Darrow C B et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 442 (1992)
- Modena A et al. *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 289 (1996)
- Mori W B et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 1482 (1994)
- Lichtenberg A J, Lieberman M A *Regular and Stochastic Motion* (New York: Springer-Verlag, 1983)
- Sheng Z-M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 055004 (2002)
- Sheng Z-M et al. *Phys. Rev. E* **69** 016407 (2004)
- Malka G et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2053 (1997)
- Sarkisov G S et al. *Письма в ЖЭТФ* **66** 787 (1997)
- Delfin C et al. *Phys. Plasmas* **9** 937 (2002)
- Rousseaux C et al. *Phys. Plasmas* **9** 4261 (2002)
- Héron A et al. *Phys. Plasmas* **8** 1664 (2001)
- Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J *Phys. Rev. Lett.* **76** 3975 (1996)
- Adam J C et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 4765 (1997)
- Naumova N M et al. *Phys. Rev. E* **65** 045402 (2002)
- Sentoku Y et al. *Phys. Rev. E* **65** 046408 (2002)
- Weibel E S *Phys. Rev. Lett.* **2** 83 (1959)
- Аскарьян Г А и др. *Письма в ЖЭТФ* **60** 240 (1994)
- Gahn C et al. *Phys. Rev. Lett.* **83** 4772 (1999)
- Meyer-ter-Vehn J, Sheng Z M *Phys. Plasmas* **6** 641 (1999)
- Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J *Phys. Rev. Lett.* **79** 2686 (1997)

80. Fuchs J et al. *Phys. Plasmas* **6** 2563 (1999)
81. Andreev A A et al. *Phys. Plasmas* **10** 220 (2003)
82. Lasinski B F et al. *Phys. Plasmas* **6** 2041 (1999)
83. Hatchett S P et al. *Phys. Plasmas* **7** 2076 (2000)
84. Tabak M et al. *Phys. Plasmas* **1** 1626 (1994)
85. Karch S et al. *Laser Part. Beams* **17** 565 (1999)
86. Cowan T E et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **455** 130 (2000)
87. Cowan T E et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 903 (2000)
88. Gahn C et al. *Appl. Phys. Lett.* **77** 2662 (2000)
89. Shkolnikov P L et al. *Appl. Phys. Lett.* **71** 3471 (1997)
90. Liang E P, Wilks S C, Tabak M *Phys. Rev. Lett.* **81** 4887 (1998)
91. Shen B, Meyer-ter-Vehn J *Phys. Rev. E* **65** 016405 (2002)
92. Федорюк М В *Асимптотика: интегралы и ряды* (М.: Наука, 1987)
93. Pukhov A, Sheng Z-M, Meyer-ter-Vehn J *Phys. Plasmas* **6** 2847 (1999)
94. Цытович В Н *Теория турбулентной плазмы* (М.: Атомиздат, 1971)
95. Spencer I et al. *Phys. Rev. E* **67** 046402 (2003)
96. Maksimchuk A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 4108 (2000)
97. Clark E L et al. *Phys. Rev. Lett.* **85** 1654 (2000)
98. Krushelnick K et al. *Phys. Plasmas* **7** 2055 (2000)
99. Mackinnon A J et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 1769 (2001)
100. Murakami Y et al. *Phys. Plasmas* **8** 4138 (2001)
101. Roth M et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **464** 201 (2001)
102. Андреев А А и др. *ЖЭТФ* **121** 266 (2002)
103. Hegelich M et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 085002 (2002)
104. Mackinnon A J et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 215006 (2002)
105. Zepf M et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 064801 (2003)
106. Allen M et al. *Phys. Plasmas* **10** 3283 (2003); Habara H et al. *Phys. Plasmas* **10** 3712 (2003)
107. Kaluza M et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 045003 (2004)
108. Андреев А А и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 400 (2004)
109. Okihara S et al. *Phys. Rev. E* **69** 026401 (2004)
110. Habara H et al. *Phys. Rev. E* **69** 036407 (2004)
111. Cowan T E et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 204801 (2004)
112. Allen M et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 265004 (2004)
113. Беляев В С и др. *Письма в ЖЭТФ* **81** 753 (2005)
114. Максимчук А и др. *Физ. плазмы* **30** 514 (2004)
115. Sentoku Y et al. *Phys. Rev. E* **62** 7271 (2000)
116. Буланов С В и др. *Письма в ЖЭТФ* **71** 593 (2000)
117. Ueshima Y, Sentoku Y, Kishimoto Y *Nucl. Instrum. Meth. A* **455** 181 (2000)
118. Lawson W S, Rambo P W, Larson D J *Phys. Plasmas* **4** 788 (1997)
119. Wilks S C et al. *Phys. Plasmas* **8** 542 (2001)
120. Pukhov A *Phys. Rev. Lett.* **86** 3562 (2001)
121. Zhidkov A et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 215002 (2002)
122. Esirkepov T Zh et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 175003 (2002)
123. Буланов С В и др. *Физ. плазмы* **28** 1059 (2002)
124. Андреев А А, Литвиненко И А, Платонов К Ю *ЖЭТФ* **116** 1184 (1999)
125. Sentoku Y et al. *Phys. Plasmas* **10** 2009 (2003)
126. Dong Q L et al. *Phys. Rev. E* **68** 026408 (2003)
127. Буланов С В и др. *Физ. плазмы* **30** 21 (2004)
128. Silva L O et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 015002 (2004)
129. Roth M et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 436 (2001)
130. Быченков В Ю и др. *Физ. плазмы* **27** 1076 (2001)
131. Geissel M et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **544** 55 (2005)
132. Borghesi M et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 135002 (2002)
133. Borghesi M et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 055003 (2004)
134. Patel P K et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 125004 (2003)
135. Mendonça J T, Davies J R, Eloy M *Meas. Sci. Technol.* **12** 1801 (2001)
136. Lancaster K L et al. *Phys. Plasmas* **11** 3404 (2004)
137. McKenna P et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 075006 (2003)
138. Bulanov S V et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **540** 25 (2005)
139. Гуревич А В, Мещеркин А П *ЖЭТФ* **80** 1810 (1981)
140. Ковалев В Ф, Быченков В Ю, Тихончук В Т *Письма в ЖЭТФ* **74** 12 (2001)
141. Косарев И Н *ЖТФ* **75** (10) 73 (2005)
142. Елкина Н В, Левченко В Д *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов* (4) 124 (2003)

Kinetic theory of plasmas and gases. Interaction of intense laser pulses with plasma

I.N. Kosarev

Russian Federal Nuclear Center — All-Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics,
ul. Mira 37, 607190 Sarov, Nizhnii Novgorod region, Russian Federation
E-mail: kosarev@vniief.ru

A physically equivalent alternative to the standard kinetic theory of rarefied gases and plasmas is developed by constructing distribution function propagators (themselves dependent on these distribution functions), and is applied to the interaction of short powerful laser pulses with plasmas. The absorption of laser radiation by plasmas and the associated parametric instabilities are characterized in general terms, followed by a review of interaction regimes between subpicosecond relativistic laser pulses and plasmas. The theory is also used to investigate hot electrons generation due to the interaction of relativistic femtosecond laser pulses with weakly inhomogeneous plasmas at densities of the order of and above the critical value; and to study fast proton generation due the interaction of such pulses with a thin film of hydrogen-doped foil. Calculations were performed for the actual ion charge and plasma density values and led to good agreement with both the conventional particle-in-cell method and experimental data.

PACS numbers: 05.20.Dd, 52.25.Dg, **52.38. – r**

Bibliography — 142 references

Received 28 December 2005

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (12) 1267–1281 (2006)

Physics – Uspekhi **49** (12) (2006)