

НОВЫЕ МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ

SUR-CA: МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ PIC ВОЗБУЖДЕНИЯ КИЛЬВАТЕРНОГО ПОЛЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

*В.Д. Левченко, Е.И. Калиникова**

Институт прикладной математики им. Келдыша, Москва, Россия

E-mail: lev@keldysh.ru

**Московский инженерно-физический институт (ГУ)*

Представлена релятивистская самосогласованная 2D3V PIC (частиц-в-ячейках) модель в рамках 3D3V кода SUR-CA для моделирования взаимодействия последовательности релятивистских коротких лазерных импульсов с подкритической плазмой для целей ускорения заряженных частиц в плазме волнами плотности заряда. Особенностями использованного кода SUR-CA, основанного на локально-рекурсивных нелокально-асинхронных алгоритмах решения эволюционных задач гиперболического типа, является отсутствие актуальных ограничений на максимальный размер области моделирования при сохранении необходимой точности решения за приемлемое время.

Работа поддержана грантом РФФИ 06-01-00569

PACS: 52.65.Rr

1. ВВЕДЕНИЕ

Идея и обоснования метода ускорения заряженных частиц волнами плотности заряда в плазме были высказаны Я.Б. Файнбергом [1]. Эта тематика, поначалу встреченная с определенным недоверием из-за обнаружения трудноуправляемых плазменных неустойчивостей, позднее испытала закономерный всплеск научного интереса [2]. Было предложено несколько различных способов генерации кильватерной волны, среди которых в последнее время особенно популярен механизм возбуждения лазерными импульсами [3], теоретические предпосылки которого, впрочем, были заложены еще в [4]. Вместе с тем, из-за существенной нелинейности и многомерности возникающих задач, аналитические прогнозы относительно предлагаемых методов не столь просто конвертировать в реальные экспериментальные достижения. Естественным решением выглядит использование для проверки этих прогнозов, основанных на тех или иных приближениях, численного эксперимента, базирующегося на дискретных моделях плазмы [5,6,7]. Тем более что подобные модели в последние десятилетия стали одним из основных инструментов в развитии теории плазмы.

Особенностью численных реализаций указанных дискретных моделей является их большая вычислительная сложность, что, в дополнение к высоким требованиям точности, предъявляемым задачами ускорения, приводит к необходимости разработки специальных алгоритмов, эффективных на современных компьютерах.

В работе мы представляем компьютерный код SUR-CA, использующий подобные алгоритмы с демонстрацией его возможностей для решения задач возбуждения кильватерных волн в подкритической плазме последовательностью коротких лазерных импульсов с околорелятивистскими амплитудами.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Численное моделирование взаимодействия лазерных импульсов с плазмой основывается на системе уравнений Максвелла

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \vec{C} \nabla \vec{B} - \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \\ \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= -\vec{C} \nabla \vec{E}, \\ \nabla \cdot \vec{E} &= 4\pi \rho, \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

в которой плотности зарядов и токов определяются моментами функции распределения составляющих плазму частиц $\alpha = e, H^+$

$$\rho = \sum_{\alpha} e_{\alpha} \int f_{\alpha} dp, \quad j = \sum_{\alpha} e_{\alpha} V_{\alpha} \int f_{\alpha} dp. \quad (2)$$

Особенностью процессов взаимодействия коротких релятивистских импульсов оптического диапазона с подкритической плазмой является то, что ионизация происходит за первый период колебаний электромагнитного поля, а времена столкновений плазменных частиц малы по сравнению с временем прохождения импульса. Это позволяет считать плазму холодной и полностью ионизованной. Эволюция функций распределения описывается с помощью уравнения Власова:

$$\frac{\partial f_{\alpha}}{\partial t} + V_{\alpha} \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial r} + e_{\alpha} \left(E + \frac{1}{c} V_{\alpha} \nabla \cdot \vec{B} \right) \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial p} = 0. \quad (3)$$

Система уравнений (1)-(3) является нелинейной, самосогласованной, многомерной, что делает затруднительным ее аналитическое решение без существенных упрощений.

Взаимодействие лазерного импульса с плазмой удобно описывать в терминах безразмерных величин, характеризующих параметры лазерного излучения и частиц плазмы. В работе обезразмеривание производилось следующим образом:

$$[v] = c, [t] = 1/\omega_0, [m] = m_e, [q] = e,$$

где ω_0 – частота лазерного импульса. Через эти основные параметры можно обезразмерить все остальные величины:

$$[r] = \frac{c}{\omega_0}, [n] = \frac{m_e \omega_0^2}{4\pi n_e}, [E, B] = \frac{m_e \omega_0 c}{e}, [A] = \frac{m_e c^2}{e}.$$

Лазерные импульсы задаются в вакууме со следующими основными параметрами: k_0 – волновым вектором, a_0 – амплитудой безразмерного векторного потенциала, g – вектором поляризации, а также пространственными размерами волнового пакета: полушириной L_{\perp} и длинами нарастания L_{\parallel}^{front} и спада L_{\parallel}^{end} .

Плазменный слой с начальной плотностью n_0 занимает область $0 < z < L^p$, $L^p = 2000$, начальное распределение частиц соответствует модели спокойного старта с нулевой температурой.

Параметры приведенных ниже расчетов:

Имя	a_0	n_p	g	L_{\perp}	L_{\parallel}^{front}	L_{\parallel}^{end}
VarI	0.2	0.01	e_x	100	2π	10π
Var II	0.5	0.01	$e_x + ie_y$	20π	π	9π

Поскольку рассматривается бесстолкновительная плазма, для моделирования используется метод «частиц-в-ячейке» (particle-in-cell, PIC). Движение крупных частиц описывается формулами:

$$\frac{dp_j}{dt} = e_j \frac{1}{3} \vec{E}_i + \frac{1}{c} \vec{V}_j \nabla \cdot \vec{B}_i, \quad \frac{dr_j}{dt} = \frac{p_j / m_j}{m_a \sqrt{1 + \frac{1}{3} \frac{p_j^2}{m_j^2 c^2}}}, \quad (4)$$

где индекс j относится к частицам, а i – к ячейкам сетки.

Крупные частицы имеют форм-фактор конечной ширины, и для вычисления полной плотности тока применяется специальное взвешивание, своего рода размазывание элементарных заряда и тока по ближайшим узлам и граням сетки. Фазовое пространство задачи является пятимерным (y, z, p) , каждая частица имеет 2 пространственные координаты и три скорости. Электромагнитные поля E, B имеют по три компоненты (2D3V модель).

3. ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ

Все расчеты производятся с помощью релятивистского параллельного 3D3V кода SUR-CA [8] в режиме 2D3V на персональном компьютере Athlon64 x2 4400+, 2GB RAM, 400GB 2xHD RAID0. Особенности использованного кода SUR-CA, основанного на локально-рекурсивных нелокально-асинхронных алгоритмах решения эволюционных

задач гиперболического типа является отсутствие актуальных ограничений на максимальный размер области моделирования при сохранении необходимой точности решения за приемлемое время.

Лазерный импульс, распространяясь вдоль оси z , падает нормально на границу вакуума и плазмы. Электромагнитное поле в вакууме задается следующими соотношениями:

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}, \quad B = \nabla_{\perp} A, \quad (5)$$

где форма импульса задается формулой для векторного потенциала:

$$A = a_0 A_{\perp}(z) A_p(y) \text{Re} \{ g e^{i(k_0 r - \omega_0 t)} \}. \quad (6)$$

Необходимо отметить, что поскольку модель, используемая для описания плазмы, является дискретной, это с неизбежностью сказывается на результатах моделирования. Дискретность модели делает затруднительным изучение тонких эффектов, влияние которых сравнимо с погрешностью метода. Так, например, фазовая скорость лазерного импульса в среде с диэлектрической и магнитной проницаемостью ϵ, μ , следующая из дисперсионного соотношения для дискретных уравнений Максвелла, отличается от теоретического значения $c/\sqrt{\epsilon\mu}$:

$$V_{ph}^{num} = \frac{c\pi}{N_{\lambda} \arcsin \frac{\sqrt{\epsilon\mu}}{S_c} \sin \frac{\pi S_c}{N_{\lambda}}} \quad (7)$$

где $N_{\lambda} = 2\pi/k_0 \Delta^z$ – число узлов сетки, приходящихся на длину волны излучения, а $S_c = c\Delta^z/\Delta^z$ – число Куранта, d – размерность модели.

Основные расчеты проводились с численными параметрами $S_c = 1/\sqrt{3}$, $N_{\lambda} = 25$, контрольные с $N_{\lambda} = 50$. Погрешность фазовой скорости волны в вакууме при этих параметрах составляет, согласно (7): 0.17% и 0.04%, соответственно.

4. ВОЗБУЖДЕНИЕ КИЛЬВАТЕРНОЙ ВОЛНЫ

Проходящий через подкритическую плазму лазерный импульс возбуждает продольное электрическое поле – кильватерную волну. Эта волна имеет фазовую скорость, равную групповой скорости импульса в плазме, которая при условии

$$\omega_0 \gg \omega_p$$

$$V_{ph}^{kiv} = V_{gr}^{pulse} = \frac{c}{\sqrt{1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}}} \approx c \left(1 - \frac{\omega_p^2}{2\omega_0^2} \right). \quad (8)$$

Возникновение кильватерной волны связано с действием пондеромоторной силы, которая зависит от формы огибающей импульса:

$$F \sim c |E|^2 \sim |E|^2 / L_p \quad (9)$$

В таблице показана динамика нарастания кильватерного поля для различных импульсов (см. Табл.).

На Рис.3 показана динамика ускорения электрона, захваченного кильватерной волной при опрокидывании. Вдоль траектории этого электрона среднее ускоряющее поле $eE_{0z}/m_e c \omega_0 = 0.06$, полное время ускорения $t^{\text{acc}}_{\omega_0} = 1700$ ограничены расстоянием от точки опрокидывания до границы плазменного слоя.

Авторы выражают благодарность В.И. Карасю за полезное обсуждение постановки и методов решения задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ya.V. Fainberg. *Proc. of Symp. CERN, Geneva*. 1956, v.1, p.84.
2. А.Б. Файнберг // *Физика плазмы*. 2000, т.26(4), с.362-370.
3. T. Tajima and J.M. Dawson // *Physycal Review Letters*. 1979, v.43, №4.
4. А.И. Ахиезер, Р.В. Половин // *ЖЭТФ*. 1956.
5. A. Pukhov and J. Meyer-ter-Vehn // *Appl. Phys.* 2002, вып.74, p.355.
6. С.В. Буланов и др. // *Успехи современной радио-электроники*. 2000, №2.
7. В.Д. Левченко / *Новое в синергетике: взгляд в третье тысячелетие*. М.: «Наука», 2002, с.159-184.
8. В.Д. Левченко // *Информационные технологии и вычислительные системы* (1). 2005, с.68-87.

SUR-CA: PIC METHOD NUMERICAL SIMULATION OF WAKE-FIELD EXCITATION BY LASER PULSE SEQUENCE

V.D. Levchenko, E.I. Kalinikova

In paper the relativistic self-consistent 2D3V PIC (particle-in-cell) model in frame of 3D3V code SUR-CA for numerical simulation of a relativistic short laser pulse sequence interaction with underdense plasmas for charged particle acceleration in plasma by space charge waves have been presented. The peculiarities of used SUR-CA code, that based on local-recursive nonlocal asynchronous algorithms of hyperbolic type evolution problem solution, are an absence of actual restrictions on maximal size of simulation region at desired precision of solution for suitable time.

SUR-CA: МОДЕЛЮВАННЯ МЕТОДОМ ПІС ЗБУДЖЕННЯ КІЛЬВАТЕРНОГО ПОЛЯ ПОСЛІДОВНІСТЮ ЛАЗЕРНИХ ІМПУЛЬСІВ

*В.Д. Левченко, О.І. Калиникова**

Представлено релятивістська самоузгоджена 2D3V ПІС (частинок-в-чарунках) модель у межах 3D3V коду SUR-CA для моделювання взаємодії послідовності релятивістських коротких лазерних імпульсів з підкритичною плазмою для цілей прискорення заряджених частинок у плазмі хвилями густини заряду. Особливостями застосованого коду SUR-CA, що оснований на локально-рекурсивних нелокально-асинхронних алгоритмах розв'язання еволюційних задач гіперболичного типу, є відсутність дійсних обмежень на максимальний розмір області моделювання при збереженні необхідної точності розв'язку за задовільний час.