

# Отчёт об использовании вычислительных ресурсов ИВЦ НГУ в 2014 году

**Тема работы:** Эффективный режим генерации электромагнитных волн в плазме со встречными электронными пучками.

**Состав коллектива:**

1. Тимофеев Игорь Валериевич — к.ф.-м.н., с.н.с. ИЯФ СО РАН, доцент кафедры физики плазмы физического факультета НГУ, ведущий инженер НИЧ НГУ.
2. Анненков Владимир Вадимович — магистрант НГУ.

**Научное содержание работы:**

## I. Постановка задачи

Проблема генерации электромагнитных волн в плазме под действием электронного пучка на протяжении многих лет является предметом активных исследований. С одной стороны, эта проблема актуальна для интерпретации различных явлений в космической плазме, среди которых наиболее часто обсуждаются солнечные радио-всплески II и III типов [1, 2]. С другой стороны, этот вопрос интересен для лабораторных пучково-плазменных экспериментов, в которых изучение электромагнитной эмиссии плазмы на гармониках плазменной частоты  $\omega_p$  имеет важное значение как для понимания механизмов турбулентного нагрева плазмы [3], так и для поиска эффективных режимов генерации терагерцового излучения высокой мощности [4].

Давно известно, что встречная инжекция электронных пучков в плазму может приводить к увеличению эффективности генерации электромагнитных волн на второй гармонике плазменной частоты. Связано это с тем, что резонансные с пучками ленгмюровские волны, которые бегут навстречу друг другу и имеют высокую спектральную плотность энергии, могут напрямую участвовать в трёхволновом процессе слияния с образованием электромагнитной волны. В случае же одного пучка генерация излучения становится возможной только благодаря промежуточным нелинейным процессам, приводящим к образованию ленгмюровских волн, бегущих против направления движения пучка.

Цель данной работы — изучить, насколько эффективно электромагнитные волны могут генерироваться в плазме со встречными релятивистскими электронными пучками. В данной работе мы оцениваем мощность электромагнитного излучения, которая может быть достигнута при встречной симметричной инжекции в плазму двух сильноточных релятивистских электронных пучков, характерных для экспериментов по турбулентному нагреву плазмы в открытых ловушках. При этом увеличение эффективности преобразования энергии пучков в энергию излучения, а также минимизация ширины его частотного спектра достигается благодаря поиску таких условий, при которых в трёхволновом процессе слияния могут участвовать наиболее неустойчивые резонансные моды.

## II. Современное состояние проблемы

Сам эффект усиления излучения в плазме со встречными электронными пучками был продемонстрирован экспериментально [5–7]. Однако упомянутые эксперименты ограничивались нерелятивистскими энергиями пучков и низкими значениями плотности тока. Плазма, содержащая встречные нерелятивистские потоки электронов, в последнее время вызывает интерес также и в связи с задачей о солнечных радиовсплесках II типа [8]. Совсем недавно с помощью численного моделирования на основе метода частиц в ячейках исследовано влияние магнитного поля в такой системе на мощность электромагнитной эмиссии плазмы вблизи первой и второй гармоник плазменной частоты [9]. Переход к релятивистским энергиям и более высоким значениям плотности тока, который изучен в нашей работе, может сделать эту схему весьма привлекательной для генерации мощного излучения в терагерцовом и субтерагерцовом диапазонах частот.

Поиск режимов, при которых в спектре пучковой неустойчивости доминируют косые волны, способные ещё и участвовать в нелинейных процессах генерации излучения, представляет собой отдельную нетривиальную задачу, поскольку вычисления инкремента этой неустойчивости в достаточно широкой области волновых чисел необходимо проводить, учитывая как реалистичные тепловые разбросы релятивистских пучков, так и влияние

ведущего магнитного поля. Такие вычисления в рамках релятивистской кинетической теории стали возможными только недавно [10] благодаря появлению адекватных задаче вычислительных ресурсов и новому алгоритму вычисления диэлектрического тензора в замагниченной плазме.

### III. Описание работы

Вычислим инкремент неустойчивости, которая развивается в симметричной системе, состоящей из покоящейся плазмы и двух встречных релятивистских электронных пучков, движущихся вдоль силовых линий магнитного поля со скоростью  $v_b$  и имеющих плотность  $n_b$ . Каждый из пучков возбуждает колебания, бегущие в направлении его движения. Наша цель — найти такие параметры системы, при которых наиболее неустойчивые встречные колебания удовлетворяют условию трёхволнового взаимодействия с электромагнитной волной, распространяющейся поперёк магнитного поля,

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3, \quad (1)$$

$$\omega^b(\mathbf{k}_1) + \omega^b(\mathbf{k}_2) = \omega^t(\mathbf{k}_3). \quad (2)$$

Известно, что в замагниченной холодной плазме существует два типа электромагнитных волн с поперечным распространением: обыкновенная ( $o$ -мода) и необыкновенная ( $x$ -мода). В окрестности второй гармоники плазменной частоты законы дисперсии этих мод почти совпадают, мало отличаясь от дисперсии электромагнитной волны в незамагниченной плазме  $\omega^t(k_\perp) = \sqrt{1 + k_\perp^2}$  (здесь и далее частоты и волновые числа измеряются в единицах  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_i / m_e}$  и  $c/\omega_p$ , где  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона). При этом во внешнем магнитном поле  $\mathbf{B}_0 = (B_0, 0, 0)$  колебания в  $o$ -моду характеризуются электрическим полем  $E_x$ , а в  $x$ -моду — полем  $E_z$ . С учётом симметрии системы

$$\mathbf{k}_1 = (k_\parallel, k_\perp, 0), \quad \mathbf{k}_2 = (-k_\parallel, k_\perp, 0), \quad (3)$$

$$\omega^\ell(\mathbf{k}_1) = \omega^\ell(\mathbf{k}_2) = \omega(k_\parallel, k_\perp), \quad (4)$$

а также того обстоятельства, что вещественная частота неустойчивой волны определена лишь с точностью до величины инкремента её раскачки  $\Gamma(k_\parallel, k_\perp)$ , условия трёхволнового взаимодействия можно переписать в виде неравенства

$$\left| \omega(k_\parallel, k_\perp) - \sqrt{k_\perp^2 + \frac{1}{4}} \right| \leq \Gamma(k_\parallel, k_\perp), \quad (5)$$

которое ограничивает некоторую область в  $k$ -пространстве. Очевидно, что наиболее эффективной генерации излучения следует ожидать в том случае, когда инкремент неустойчивости достигает своего максимума внутри этой области.

Вычисление собственных частот системы  $\omega_k = \omega(k_\parallel, k_\perp) + i\Gamma(k_\parallel, k_\perp)$  будем проводить в рамках релятивистской кинетической теории, допускающей рассмотрение произвольных аксиально симметричных функций распределения плазмы и пучка в произвольном магнитном поле [10]. Для определенности будем считать, что плазменные и пучковые электроны имеют изотропные максвелловские распределения с температурой  $T_e$  и  $T_b$ , соответственно. Для сдвига максимума инкремента в нужную область  $k$ -пространства мы располагаем большим количеством свободных параметров, среди которых плотности  $n_b$ , скорости  $v_b$  и температуры  $T_b$  пучков, плотность  $n_i$  и температура  $T_e$  плазмы, а также величина магнитного поля, которую можно характеризовать отношением циклотронной частоты электронов к их плазменной частоте  $\Omega = eB_0/(m_e c \omega_p)$ . Наибольший интерес для нас представляют условия, которые могут быть достигнуты в экспериментах на открытой ловушке ГОЛ-3, поэтому энергия пучков ограничена величиной 1 МэВ, а плотность тока фиксируется на уровне 20-30 кА/см<sup>2</sup>. Нерелятивистская температура плазмы практически не оказывает влияния на раскачку быстрых резонансных колебаний, поэтому в действительности поиск требуемого режима ограничен изменением трёх параметров  $n_i$ ,  $T_b$  и  $\Omega$ . Перебор этих параметров потребовал больших вычислительных ресурсов, но в результате позволил найти необходимый режим:  $n_b/n_i = 0.05$ ,  $v_b/c = 0.9428$ ,  $T_b = 64$  кэВ,  $T_e = 80$  эВ,  $\Omega = 0.2$ . Из рис. 1 видно, что максимальное значение инкремента в этом режиме действительно лежит внутри области, граница которой определяется условием интересующего нас трёхволнового взаимодействия (изображена сплошной линией).

Моделировать интересующие нас процессы генерации электромагнитного излучения в пучково-плазменной системе в выбранном режиме будем с помощью стандартного 2D3V PIC (Particles-In-Cells) кода, который использовался нами ранее для изучения деталей нелинейной стадии развития пучковой неустойчивости в замагниченной плазме [11]. При этом специфика задачи об излучении состоит в том, что наибольший интерес

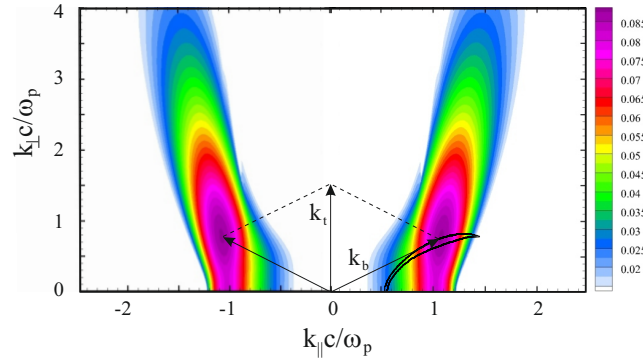


Рис. 1. Карта инкремента пучковой неустойчивости  $\Gamma(k_{\parallel}, k_{\perp})$  и контур области, внутри которой выполняется условие трёхволнового взаимодействия (5).

представляет диагностика тех электромагнитных волн, которые способны покидать плазму и которые могут регистрироваться в реальном эксперименте. В связи с этим необходима следующая постановка задачи: плазменный столб, по которому распространяются электронные пучки, должен быть отделён вакуумным промежутком от границ, способных поглощать приходящее на них электромагнитное излучение. Таким образом, расчётная область с размерами  $L_x \times L_y = 291h_x \times 2448h_y$  ( $h_x = h_y = 0.02c/\omega_p$  – шаги пространственной сетки) разделена на три характерных участка: область, где первоначально распределены частицы плазмы и пучков ( $y \in (y_2, y_3)$ ), область вакуума ( $y \in (y_1, y_2)$  и  $(y_3, y_4)$ ) и область с искусственной диссипацией электромагнитных полей ( $y \in (0, y_1)$  и  $(y_4, L_y)$ ) (рис. 2). Искусственное поглощение полей, позволяющее моделировать свободный

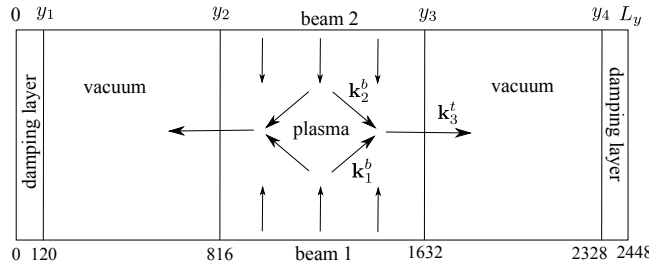


Рис. 2. Расчётная область.

выход излучения из системы, осуществляется за счёт умножения электрического поля на каждом шаге по времени  $\tau = 0.01 \omega_p^{-1}$  на некоторый численный фактор  $d < 1$ , который квадратично уменьшается от 1 до 0.8 при движении вглубь поглощающего слоя.

В продольном направлении мы используем периодические граничные условия, при этом размер системы  $L_x$  выбран таким образом, чтобы в дискретном спектре по продольному волновому числу  $k_{\parallel} = 2\pi n/L_x$  разрешить наиболее неустойчивые колебания, возбуждаемые пучком. Ионы плазмы во всех расчётах имеют массу  $m_i/m_e = 1836$  и считаются холодными. Температура плазменных электронов выбирается всюду на уровне  $T_e = 80$  эВ, что делает дебаевский радиус плазмы сравнимым с шагом сетки.

#### IV. Полученные результаты

Проведём расчёты генерации электромагнитного излучения в трёх различных случаях. Во первых, рассмотрим систему из двух встречных пучков, в которой наиболее неустойчивые встречные резонансные моды способны участвовать в процессе слияния с образованием электромагнитной волны (case 1). Во вторых, исследуем ту же систему, но при более сильном магнитном поле  $\Omega = 0.5$  (case 2), когда максимум инкремента не попадает в область, ограниченную условием трёхволнового взаимодействия. В третьих, рассмотрим случай одного пучка в слабом магнитном поле  $\Omega = 0.2$  (case 3). Во всех этих расчётах будем использовать 100 частиц в ячейках.

Наиболее отчётливо уменьшение эффективности генерации излучения наблюдается при переходе от случая 1 к случаю 3, когда из пучково-плазменной системы исключается один из пучков. На рисунке 3 представлены кар-

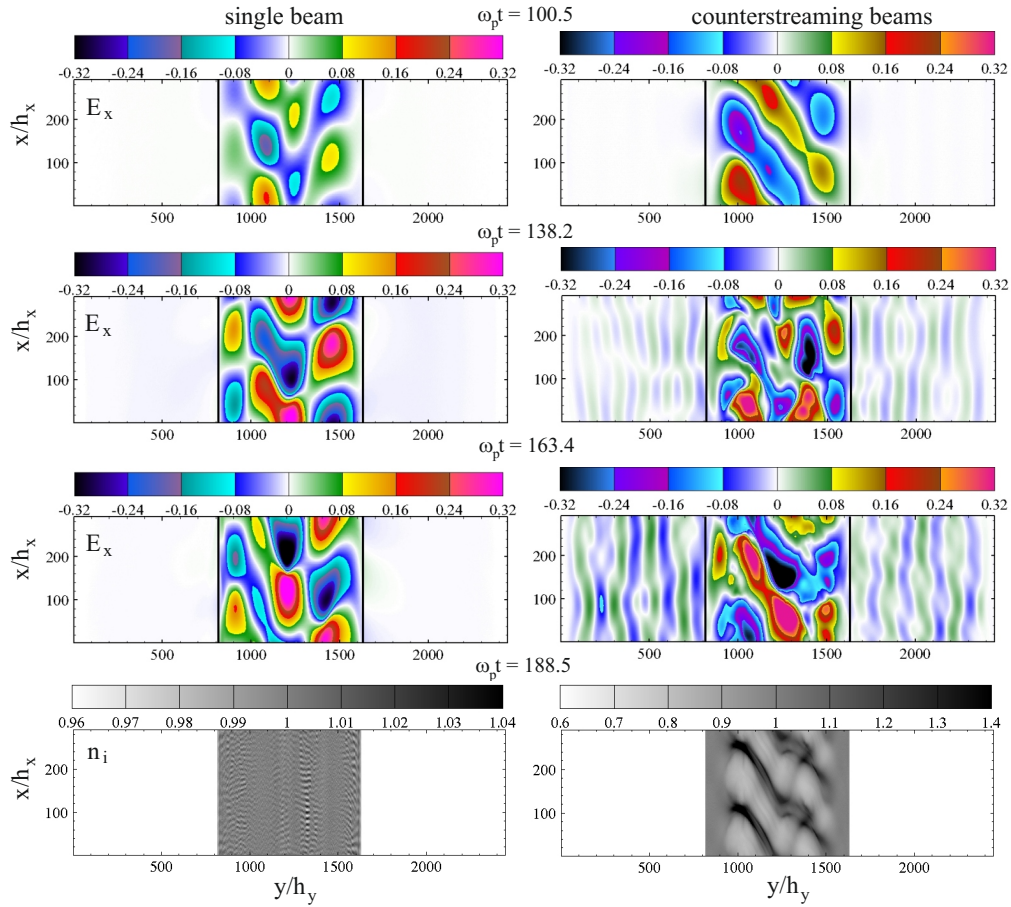


Рис. 3. Карты электрического поля  $E_x(x, y)$  в различные моменты времени в случаях с одним и двумя пучками (сверху). Карты ионной плотности  $n_i(x, y)$  в момент времени  $\omega_p t = 188.5$  (снизу).

ты электрического поля  $E_x$  в различные моменты времени. Видно, что в отличие от случая встречных пучков, где в области вакуума наблюдаются интенсивные электромагнитные волны с преимущественно поперечным распространением, излучение в системе с одним пучком практически полностью отсутствует. Действительно, если в случае 1 линейно неустойчивые колебания могут напрямую участвовать в трёхволновом процессе слияния, давая излучение на удвоенной частоте, то в системе с одним пучком такие процессы станут возможными только после заселения  $k$ -спектра волнами, бегущими против направления движения пучка. Такие волны могли бы появиться, например, в процессе рассеяния резонансных волн на флуктуациях плотности плазмы с характерным волновым числом  $k \sim \omega_p/c$ , однако в рассматриваемых условиях, когда энергия неустойчивых колебаний превышает тепловую энергию плазмы, более быстрым оказывается процесс развития коротковолновой модуляционной неустойчивости [12], приводящий к нарастанию возмущений плотности с гораздо большими волновыми числами  $k \gg \omega_p/c$  (см. рис. 3). Вывод, который можно сделать из приведенных здесь расчётов, заключается в том, что в системе с одним пучком не существует иных эффективных механизмов генерации электромагнитных волн кроме тех, которые возникают на стадии развитой турбулентности. Очевидно, что генерируемое в этих процессах излучение должно иметь довольно широкие угловые и частотные распределения.

Иная ситуация возникает в схеме с двумя пучками. Здесь этап наиболее эффективной генерации излучения приходится на динамическую стадию развития пучковой неустойчивости, когда в нелинейном процессе слияния участвуют наиболее неустойчивые регулярные колебания. При этом быстрое нарастание возмущений плотности плазмы под действием возбуждаемой пучками стоячей волны является фактором, который ограничивает длительность и пиковую мощность излучения, поскольку с появлением неоднородностей плотности плазмы возникает дополнительный канал стока энергии неустойчивых колебаний в плазменную турбулентность. Один из возможных способов достижения более высокой мощности излучения состоит в переходе к плазме с более массивными ионами.

Ответим теперь на вопрос о том, какая доля мощности, накачиваемой пучками в резонансные колебания,

может уходить из плазмы вместе с электромагнитным излучением. Как видно из рисунка 4(а), относительные

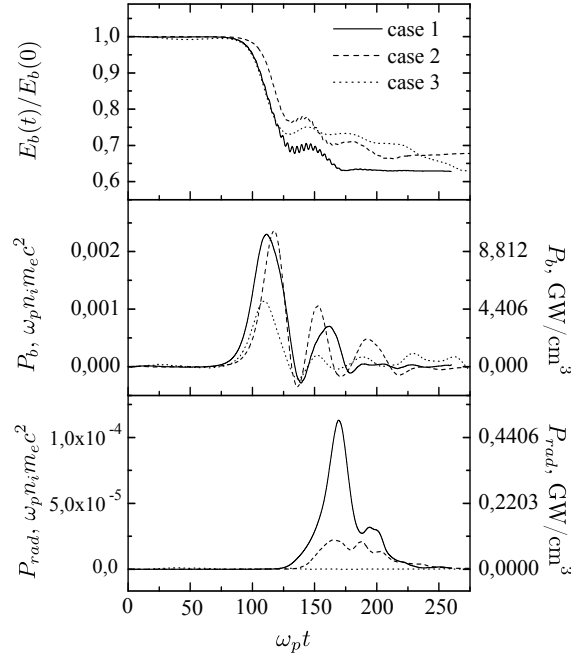


Рис. 4. (а) Кинетическая энергия пучков  $E_b(t)/E_b(0)$ . (b) Удельная мощность энергопотерь пучков  $P_b$  в единицах  $\omega_p n_i m_e c^2$  (слева) и в  $\text{ГВт}/\text{см}^3$  при  $n_i = 10^{14} \text{см}^{-3}$  (справа). (с) Мощность генерации излучения в единице объема плазмы  $P_{rad}$  в единицах  $\omega_p n_i m_e c^2$  (слева) и в  $\text{ГВт}/\text{см}^3$  при  $n_i = 10^{14} \text{см}^{-3}$  (справа).

энергопотери пучков во всех трёх случаях достигают уровня 30-40%. При этом в абсолютных единицах пиковая мощность накачки  $P_b$  при переходе от случая 1 к случаю 2 остаётся неизменной, а в случае одного пучка ожидаемо уменьшается вдвое (рис. 4(b)). Мощность генерации электромагнитных волн в единице объема плазмы вычисляем как отношение скорости изменения энергии, поглотившейся в приграничных слоях, к объёму излучающей плазмы,  $P_{rad} = \dot{E}_{wall}/V_{plasma}$ . Из рис. 4(с) видно, что в наиболее эффективном режиме, соответствующем случаю 1, удельная пиковая мощность генерации электромагнитных волн достигает величины порядка  $500 \text{МВт}/\text{см}^3$  при плотности плазмы  $n_0 = 10^{14} \text{см}^{-3}$ , что соответствует 5% от полной мощности энергопотерь пучков. В случае 2 эффективность такой конверсии  $P_{rad}/P_b$  уменьшается в 5 раз, а в случае 3 и вовсе становится ничтожно малой.

Спектральная плотность энергии электромагнитного поля, приходящего в некоторую точку на границе поглощающего слоя, представлена на рисунке 5. Видно, что излучение сконцентрировано в окрестностях гармоник частоты накачки, значение которой оказывается заметно ниже плазменной частоты  $\omega_{pump} = 0.87\omega_p$ . При этом основную роль, как и ожидалось, играет излучение вблизи второй гармоники. Отсутствие излучения в окрестности плазменной частоты, по видимому, объясняется тем, что имеется слишком большая разница между частотой волны накачки и собственной частотой электромагнитных мод ( $\omega > \omega_p$ ), в силу чего конвекция на низкочастотных флуктуациях плотности плазмы перестаёт быть эффективным механизмом генерации такого излучения.

Таким образом, в данной работе с помощью численного моделирования и точной кинетической теории пучковой неустойчивости найдены условия, при которых встречные релятивистские электронные пучки с килоамперными токами могут генерировать в замагниченной плазме мощное электромагнитное излучение, распространяющееся поперёк магнитного поля. Показано, что основную роль в генерации такого излучения играет трёхволновой процесс слияния встречных резонансных с пучком колебаний, а эффективность электромагнитной эмиссии плазмы может быть значительно увеличена, если в число участников такого нелинейного взаимодействия попадают наиболее неустойчивые моды пучково-плазменной системы. Установлено, что генерируемое в такой схеме электромагнитное излучение сосредоточено вблизи гармоник частоты накачки и может быть объяс-

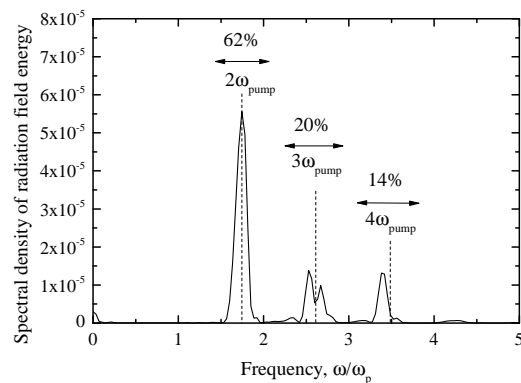


Рис. 5. Спектральная плотность энергии электромагнитных полей, измеряемых в некоторой точке на поглощающей границе.

нено на основе трёхволновых взаимодействий между собственными электромагнитными и пучковыми модами.

- 
- [1] S.A. Knock, I.H. Cairns, P.A. Robinson, Z. Kuncic, J. Geophys. Res. **106**, 25041 (2001).
  - [2] H.A.S. Reid and H. Ratcliffe, Research in Astron. Astrophys. (2014) (arXiv:1404.6117v1).
  - [3] V.V. Postupaev, A.V. Burdakov, I.A. Ivanov, V.F. Sklyarov, A.V. Arzhannikov, D.Ye. Gavrilenko, I.V. Kandaurov, A.A. Kasatov, V.V. Kurkuchekov, K.I. Mekler, S.V. Polosatkin, S.S. Popov, A.F. Rovenskikh, A.V. Sudnikov, Yu.S. Sulyaev, Yu.A. Trunev and L.N. Vyacheslavov, Phys. Plasmas **20**, 092304 (2013).
  - [4] A.V. Arzhannikov, I.V. Timofeev, Plasma Phys. Control. Fusion **54**, 105004 (2012).
  - [5] P. Leung, J. Santoru, A.Y. Wong, P.Y. Cheng, in *Physics of Auroral Arc Formation*, edited by S.I. Akasofu and J.R. Kan (American Geophysical Union, Washington, D.C., 1981), p. 387.
  - [6] T. Intrator, N. Hershkowitz, C. Chan, Phys. Fluids, **27**, 527 (1984).
  - [7] R.W. Schumacher, J. Santoru, M. Rosenberg, N.A. Krall, J. Appl. Phys. **74**, 3057 (1993).
  - [8] U. Ganse, P. Kilian, F. Spanier, R. Vainio, Astrophysical Journal **751**, 145 (2012).
  - [9] U. Ganse, P. Kilian, F. Spanier, R. Vainio, Astronomy & Astrophysics (2014).
  - [10] I.V. Timofeev and V.V. Annenkov, Phys. Plasmas **20**, 092123 (2013).
  - [11] I.V. Timofeev, Phys. Plasmas **19**, 042108 (2012).
  - [12] I.V. Timofeev and A.V. Terekhov, Phys. Plasmas **17**, 083111 (2010).

### Эффект от использования кластера

Вычисление инкремента пучковой неустойчивости в одной точке  $k$ -пространства и при фиксированных параметрах пучково-плазменной системы предполагает итерационное (то есть многократное) вычисление трёхкратного интеграла по  $10^6$  точкам. Двумерная область  $k$ -пространства при этом насчитывает около  $10^5$  точек. Для того, чтобы максимум инкремента попал в достаточно узкую область трёхволнового взаимодействия, пришлось осуществлять перебор в трёхмерном пространстве параметров системы, что потребовало порядка 100 расчётов подобных карт инкремента. Решить подобную задачу удалось только с использованием параллельных расчётов на GPU.

В PIC моделировании пришлось задействовать около 70 миллионов частиц, передвижения которых нужно было отслеживать на протяжении 30000 шагов по времени. Параллельный расчёт в такой задаче на 100 CPU процессорах занимал около 4 суток.

### Перечень публикаций, содержащих результаты работы

1. I.V. Timofeev and V.V. Annenkov. Efficient regime of electromagnetic emission in a plasma with counterstreaming electron beams.// Physics of Plasmas **21**, 083109 (2014) (импакт фактор WoS – 2.249).
2. M.K.A. Thumm, A.V. Arzhannikov, V.T. Astrelin, A.V. Burdakov, I.A. Ivanov, P.V. Kalinin, I.V. Kandaurov, V.V. Kurkuchekov, S.A. Kuznetsov, M.A. Makarov, K.I. Mekler, S.V. Polosatkin, S.S. Popov, V.V. Postupaev, A.F. Rovenskikh, S.L. Sinitzky, V.F. Sklyarov, V.D. Stepanov, Yu.A. Trunev, I.V. Timofeev, L.N. Vyacheslavov. Generation of High-Power Sub-THz Waves in Magnetized Turbulent Electron Beam Plasmas.// Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves **35**, 81 (2014) (импакт фактор WoS – 1.891).