

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА
«ФОРМИРОВАНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ СГУСТКОВ ЭЛЕКТРОНОВ
СУБПЕТАВАТТНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ГАЗОВОЙ
СРЕДЕ И ГЕНЕРАЦИЯ КОГЕРЕНТНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ»

Выполнила студентка
405 группы
Польшикова Елизавета
Сергеевна

Научные руководители:
Слепков Александр Иванович,
д.ф.-м.н., профессор,
доцент
Кулагин Виктор Владимирович,
к.ф.-м.н., с.н.с., ГАИШ

Москва

2020

Оглавление:

Введение	3
Глава 1. Численное моделирование сгустков электронов.	7
1.1. Описание проблематики.....	7
1.2. Постановка задачи	11
1.3. Результаты численного моделирования.....	11
1.4. Обсуждение результатов численного моделирования	17
Выводы по главе 1	18
Глава 2. Задача об отражении электромагнитного сигнала от непрозрачного зеркала	20
2.1. Постановка задачи и её решение	20
2.2. Уточнение результатов численного моделирования	21
Выводы по главе 2	22
Заключение	22
Список использованных источников.....	24
Приложение	25

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время предметом исследования многих научных групп по всему миру становится получение когерентных сверхкоротких импульсов рентгеновского и дальнего ультрафиолетового диапазонов [1]. Таким излучением называется электромагнитное излучение в интервале частот от $1,5 \cdot 10^{15}$ до $3 \cdot 10^{19}$ Гц. Этот частотный интервал занимает часть электромагнитного спектра между видимым излучением и гамма-излучением.

Такое излучение находит широкое применение в различных областях науки и техники, в частности, в биомедицинских исследованиях, спектроскопии, определении структурной динамики материалов и других направлениях.

Создание в 80-ых годах мощных импульсных лазеров, в частности, фемтосекундных, т.е. генерирующих импульсы длительностью порядка 100 фс ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$), стимулировало разработку оптических методов формирования таких импульсов. Одним из наиболее перспективных подходов к данной задаче является отражение излучения от зеркала, движущегося с релятивистской скоростью [2]: за счет эффекта Доплера частота и амплитуда отраженного сигнала могут отличаться на несколько порядков от исходных. Преимущество такого метода заключается в возможности точно контролировать все параметры результирующего излучения. В качестве зеркала может выступать сгусток частиц, например, электронов, полученный при взаимодействии лазерного импульса с достаточно плотной мишенью и ускоренный электромагнитным полем этого импульса.

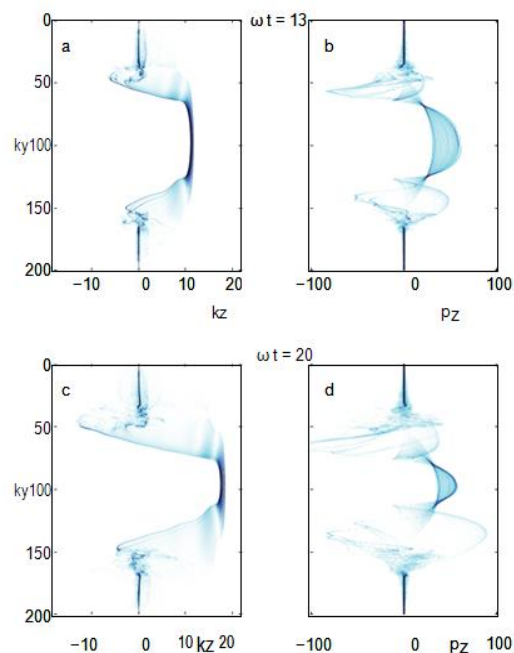
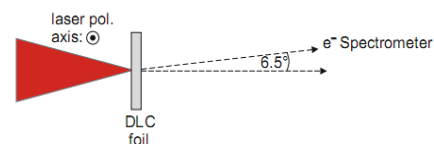


Рис. 1: Фазовые пространства k_z (a), k_y (c), p_z (b), p_y (d) для электронов, ускоренных лазерным импульсом диаметром $kw_0=50$ для $w_0t = 13$ (верхние изображения) и $w_0t = 20$ периодов (нижние изображения).

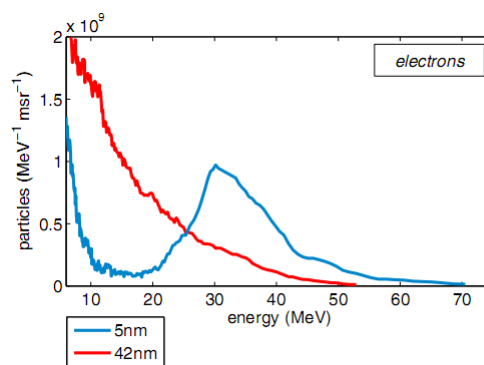
От параметров сгустка напрямую зависят характеристики отраженного сигнала, поэтому процесс формирования электронного зеркала требует детального исследования. Рассмотрим твердотельную плёнку. При перпендикулярном падении на неё лазерного импульса релятивистской амплитуды порядка $E_0 \sim 10^9 \text{ ГэВ}$ за счёт ионизации происходит образование плазменного слоя в месте падения. Частицы слоя начинают двигаться в продольном по отношению к оси лазера направлении, смещаясь от неё в поперечном направлении (Рис. 1). При достаточно больших амплитудах лазерных импульсов электроны разгоняются до релятивистских скоростей за время порядка долей фемтосекунд. Вследствие чего отпадает необходимость подробного рассмотрения этапа удаления электронов из атома. Интенсивность поля лазерного пучка составляет $10^{20} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$, в то время как для ионизации атомов мишени требуется $10^{14} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2}$. Такая существенная разница позволяет с высокой степенью точности предполагать, что отрыв происходит практически мгновенно и достаточно резко, чтобы влиянием процесса ионизации атомов мишени на дальнейшее движение электрона можно пренебречь. Важно отметить, что для того, чтобы формирование произошло, необходимо выполнение ряда условий, накладываемых на входные данные лазера [3].

Основным препятствием для практической реализации идеи формирования релятивистских электронных зеркал из наноплёнок является недостаточная крутизна фронта ускоряющих лазерных импульсов. Для импульсов с пологим фронтом время жизни электронных сгустков оказывается небольшим, или они не формируются вовсе [4]. Проблема формирования крутого фронта с точки зрения экспериментальных исследований до сих пор не решена окончательно, однако теоретические исследования показывают, что сформировать крутой фронт лазерного импульса можно с помощью его прохождения через дополнительную мишень [1].

В последнее время в данном направлении интенсивно развиваются не только теоретические исследования, но и уже выполнены первые эксперименты, показавшие перспективность такого подхода. Ниже представлены принципиальная схема расположения лазера, фольги и детектора друг относительно друга (Рис.2а), а также энергетические спектры (Рис. 2б) ускоренных электронов, полученных в результате воздействия лазерных импульсов на ультратонкие алмазоподобные углеродные плёнки («DLC foil – diamond-like carbon foil»),



а)



б)

Рис.2: а) принципиальная схема эксперимента на углеродных плёнках; б) энергетические электронные спектры, полученные в эксперименте на углеродных плёнках.

толщина которых составляла от 3 до 58 нанометров. Данный эксперимент был проведён в Национальной лаборатории Лос-Аламоса («The Trident laser facility of Los Alamos National Laboratory (LANL)») [1].

Безразмерная амплитуда поля, создаваемого лазерным импульсом, равна $a_0 \cong 12$ ($a_0 = \frac{eE_0}{mc\omega}$, где E_0 и a_0 - размерная и безразмерная амплитуды падающего лазерного импульса с частотой ω и длиной волны λ , e и m – абсолютная величина заряда и масса электрона, c – скорость света в вакууме), длина волны лазерного излучения $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$, длительность импульса - 500 фемтосекунд. Детектор, регистрировавший вылетевшие из плазменного слоя электроны и их энергию, находился не на оси лазера, а выше нее на 6.5° (для корректности измерений). На приведённом спектре (Рис. 2 (б)) хорошо виден пик в районе энергий электронов от 30 до 40 МэВ для плёнки толщиной 5 нанометров. Это свидетельствует о том, что в представленном эксперименте было осуществлено первое наблюдение сформированного электронного

сгустка, то есть был получен прообраз электронного зеркала. Также видно, что для плёнки толщиной 42 нанометра нет никаких признаков образования сгустка, что является подтверждением многих теоретических исследований данной задачи и стимулом к проведению дальнейших исследований как теоретических, так и экспериментальных.

Целью настоящей работы является численное исследование процесса формирования электронного зеркала и его динамических характеристик под действием сверхкороткого лазерного импульса субпетаваттной мощности на плотную газовую струю, а также оценка коэффициента преобразования частоты электромагнитного сигнала при его встречном отражении от релятивистского непрозрачного зеркала [5]. На основании полученных результатов необходимо оценить, насколько эффективно может быть использован рассматриваемый электронный сгусток для отражения от него излучения с преобразованием частоты вверх.

Глава 1. Численное моделирование сгустков электронов в газовой среде.

1.1. Описание проблематики.

При использовании в качестве мишени тонкой твердотельной плёнки из-за высокой плотности вещества требуется очень крутой фронт падающего лазерного излучения, добиться которого на данный момент не представляется технологически возможным. В связи с этим перспективными могут оказаться тонкие газовые струи толщиной около 1 микрометра [6].

Ввиду того, что газ имеет гораздо меньшую плотность по сравнению с твердым телом, на крутизну фронта импульса накладываются менее строгие ограничения, а благодаря малой толщине мишени практически сразу формируется единственный однородный по своей структуре и очень плотный сгусток, который мог бы являться зеркалом, отражение от которого было бы эффективно.

Для численного моделирования использовался метод «частицы в ячейке» (Particle-in-cell (PIC)). Данный метод сочетает в себе ряд преимуществ, что ставит его в подобных задачах на первое место [7]. Метод физически нагляден и менее затратен по сравнению с конечно-разностными методами вычисления функции распределения частиц по скоростям в трёхмерном пространстве и методами частица-частица, когда рассчитывается непосредственное взаимодействие всех частиц друг с другом. Численное моделирование процесса взаимодействия ускоряющего импульса с тонкой газовой плёнкой методом «частицы в ячейке» выполнялось с помощью численного кода ХООРІС [8,9].

В схеме PIC положения и скорости частицы определяются в пространстве. Поля определяются в отдельных местах в пространстве. И поля, и положения частиц определяются в дискретные моменты времени. Положения и скорости электронов удовлетворяют уравнениям движения Ньютона-Лоренца:

$$\frac{d}{dt} \gamma m \vec{v} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}), \quad (1)$$

$$\frac{d}{dt} x = v, \quad (2)$$

где релятивистский фактор определяется как:

$$\gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}}. \quad (3)$$

Уравнения Ньютона-Лоренца вычисляются по схеме с перешагиванием, требующей относительно небольшого количества операций и минимум места хранения. Подробнее о данном методе можно прочитать в [8,9].

Ниже приведены результаты численного моделирования процесса взаимодействия лазерного импульса с мишенью толщиной 1 мкм, концентрацией частиц $n = 1.4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, амплитуда ускоряющего импульса составляла $E_0 = 1.34 \cdot 10^9 \text{ Гс}$, что соответствует безразмерной амплитуде $a_0 \cong 10$, его длина волны $\lambda = 1 \text{ мкм}$ (Рис. 3).

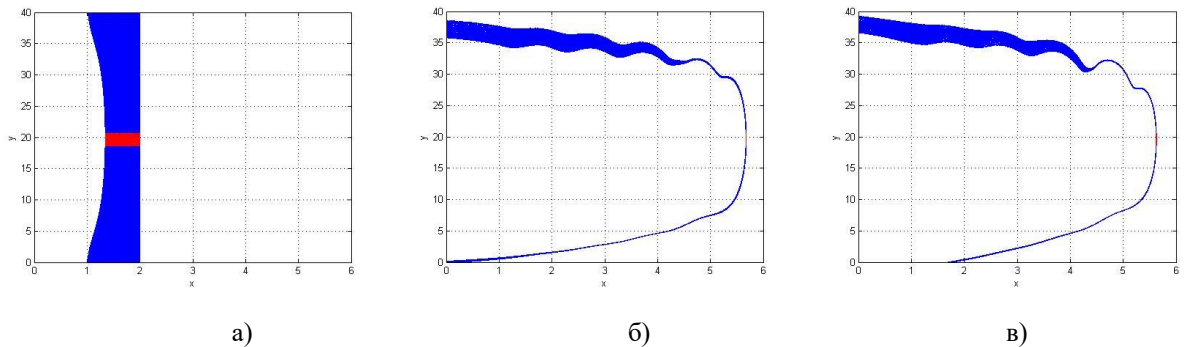


Рис. 3.1: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении тонкой газовой мишени (в мкм): а) на момент 1,5 периода колебаний поля, б) на момент 10 периода колебаний поля, в) на момент 16 периода колебаний поля.

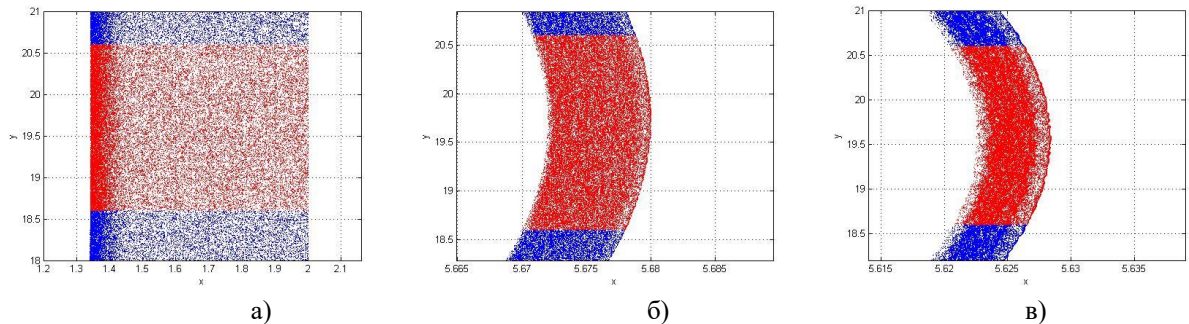


Рис. 3.2: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении тонкой газовой мишени (в мкм) отмасштабированные: а) на момент 1,5 периода колебаний поля, б) на момент 10 периода колебаний поля, в) на момент 16 периода колебаний поля.

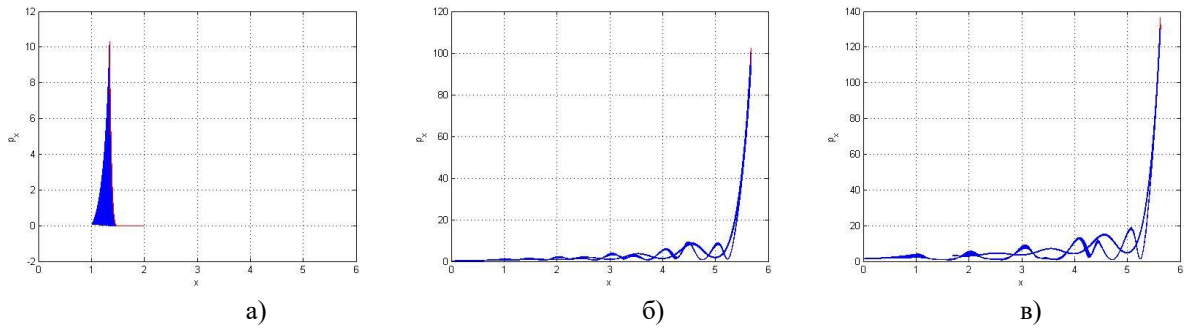


Рис. 3.3: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм): а) на момент 1,5 периода колебаний поля, б) на момент 10 периода колебаний поля, в) на момент 16 периода колебаний поля.

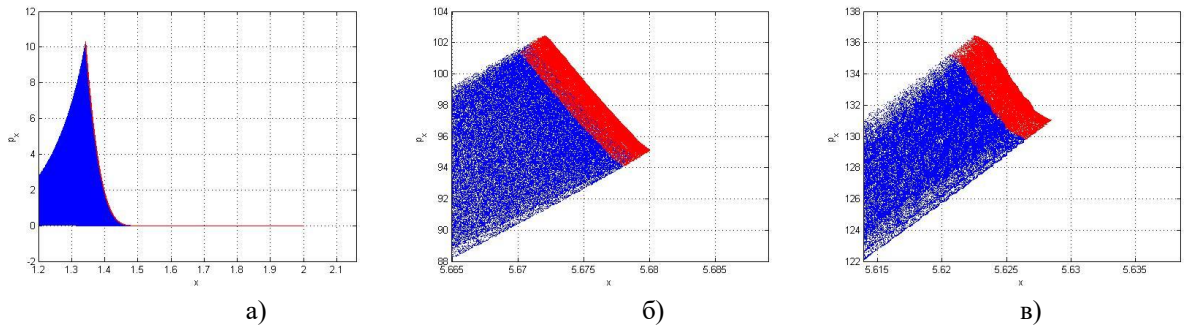


Рис. 3.4: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм) отмасштабированные: а) на момент 1,5 периода колебаний поля, б) на момент 10 периода колебаний поля, в) на момент 16 периода колебаний поля.

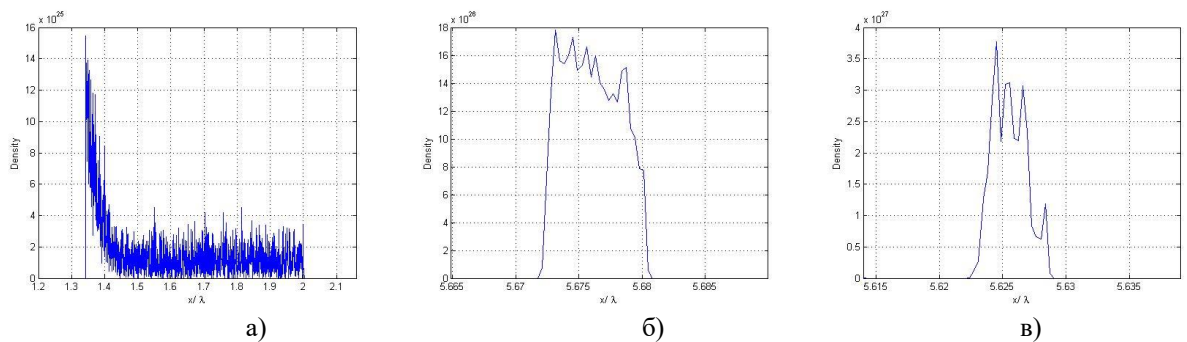


Рис. 3.5: Плотность в центре сгустка (20 мкм по ОУ) отмасштабированная: а) на момент 1,5 периода колебаний поля, б) на момент 10 периода колебаний поля, в) на момент 16 периода колебаний поля.

Координаты нормированы на длину волны. Красным цветом выделена область вблизи оси лазерного пучка, которая впоследствии может быть использована в качестве электронного зеркала. Размеры окна моделирования составляют 40 мкм по оси Y , 7 мкм по оси X , размеры ячейки: $2 \cdot 10^{-2}$ мкм по Y , $3.5 \cdot 10^{-4}$ мкм по оси X . В окне левая граница мишени расположена на $x = 1$ мкм, правая – на $x = 2$ мкм. Подробнее о методе, с помощью которого выделялась красная область см. п.1.3.

Практически сразу после начала взаимодействия ускоряющего импульса с тонкой мишенью формируется сгусток электронов (Рис. 3.1 (а), 3.2 (а), 3.3 (а), 3.4 (а) и 3.5 (а),). На графиках зависимости продольного импульса электронов от продольной координаты явно выражен релятивистский пик. При этом, как видно по графикам плотности в центре сгустка, концентрация

частиц на протяжении последующих моментов времени остается практически неизменной, что свидетельствует о том, что на протяжении длительного времени отражение от такого зеркала будет одинаково эффективно.

В [10] рассмотрен случай ультратонкого электронного сгустка, и сделан вывод о том, что поведение тонкой плёнки можно предсказать, рассмотрев задачу о движении одиночного электрона в поле лазерного импульса, поскольку кулоновские силы и сила действия электронов друг на друга, в данном случае малы. На основании полученных численных результатов были построены графики, отражающие изменение во времени максимальной продольной компоненты скоростей электронов сформированного электронного сгустка (Рис. 4 (а)). Также приведена аналогичная зависимость для случая одиночного электрона, ускоренного лазерным импульсом с теми же параметрами (Рис. 4 (б)), с целью сравнения поведения электронного сгустка, сформированного из тонкой газовой мишени с указанными выше параметрами с поведением одиночного электрона в поле лазерного импульса.

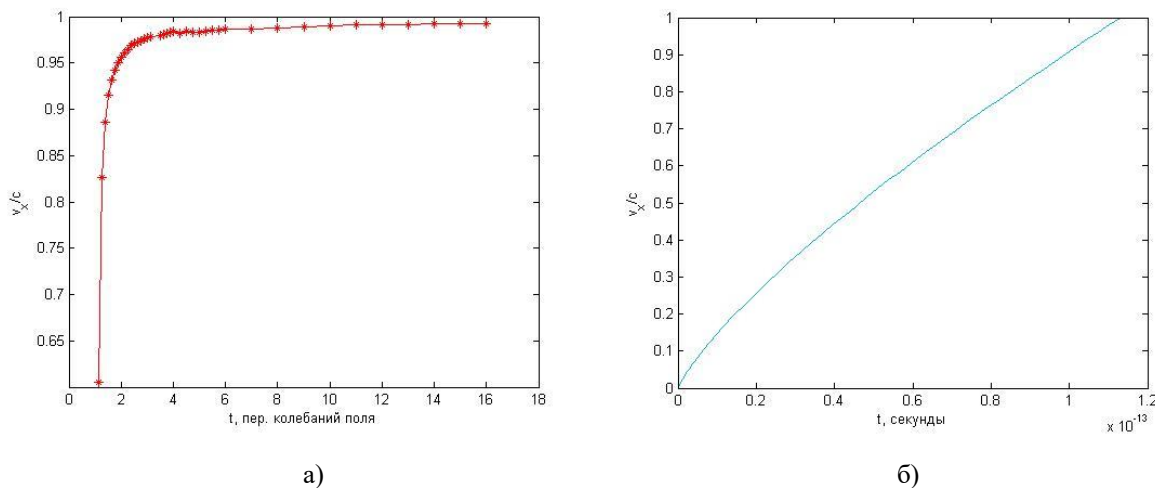


Рис.4: Зависимости максимальной продольной компоненты скоростей электронов (нормированная на c) для случая: а) тонкой мишени толщиной 1мкм, б) одиночного электрона.

В обоих случаях электроны разгоняются до скоростей порядка $0.999c$, что свидетельствует об эффективности доплеровского отражения встречных лазерных импульсов от зеркала, сформированного из тонкой газовой

мишени. От такого зеркала возможно отражение встречного импульса длительностью от нескольких десятков до нескольких сотен фемтосекунд.

Однако получение такой мишени в реальных условиях на данный момент пока затруднительно. Поэтому оптимальным объектом для исследований является газовый слой большей толщины.

1.2. Постановка задачи.

Задачей в данной части дипломной работы является прослеживание динамики электронного зеркала, сформированного из толстого газового слоя, а также оценка его возможных параметров с целью выявления эффективности его использования для преобразования частоты встречного импульса.

Главная особенность процесса взаимодействия такой мишени с ускоряющим импульсом заключается в том, что пик плотности электронов, являющийся релятивистской границей плазмы с левой стороны, формируется ещё до того, как ускорится её правая граница. Излучение, направленное на такое зеркало во встречном направлении, пройдёт через неускоренный слой мишени без существенного отражения от него, и может быть эффективно отражено от левой границы зеркала релятивистским пиком плотности.

Было проведено исследование процесса взаимодействия лазерного импульса с мишенью толщиной 5 мкм, концентрацией частиц в ней $n=1.4 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, что соответствует плотности газовой струи, которую можно получить, используя узкие сопла, из которых вытекает газ под давлением. Амплитуда падающего импульса лазера составляла $E_0 = 1.34 \cdot 10^9 \text{ Гс}$, что соответствует безразмерной амплитуде $a_0 \cong 10$, его длина волны $\lambda = 1 \text{ мкм}$.

1.3. Результаты численного моделирования.

Было проведено несколько предварительных запусков на нескольких различных по степени измельчения сетках. Результаты приведены в приложении. Был проведён сравнительный анализ полученных результатов с

целью выявления наиболее оптимальных данных для последующего физического анализа. Необходимость данного этапа исследования обусловлена тем, что существенные численные шумы в PIC-методах могут серьёзно исказить полученные результаты, а одним из наиболее эффективных способов для их устранения является уменьшение размера ячейки используемых сеток [7]. В таком случае под каждой модельной частицей подразумевается меньше реальных частиц [11-13], что приближает модельную плазму к реальной, кроме того, численные флуктуации полей уменьшаются.

На приведённых графиках красным цветом выделены электроны, входящие в состав ускоренного сгустка, которые могут быть использованы для последующего отражения. Отбор был произведён следующим образом. Сначала на основании результатов для сетки, измельченной продольно, были установлены приблизительные координаты пика плотности для каждого момента времени. Далее, с учетом этого, были вычислены средние по модулю значения максимального импульса электронов, входящих в сгусток, после чего эти значения были установлены в качестве нижнего порога для выделения. Наконец, размеры красной области в поперечном направлении (вдоль оси OY) составили 2 мкм с центром в точке с максимальным значением импульса (уже без учёта усреднения), так как для корректной синхронизации падающего импульса и зеркала в пространстве достаточно его центральной части диаметром 0.5-1 мкм. Таким образом, выделение красной области позволяет с высокой степенью точности оценить положение сформированного электронного сгустка в пространстве.

Сравнительный анализ дал следующие результаты. При детальном изучении построенных графиков (см. приложение), начиная с 3,5 периодов колебания поля от начала моделирования, заметно уменьшение численных шумов по мере измельчения сетки как в поперечном, так и в продольном направлениях. При этом наиболее существенная разница наблюдается при сравнении неизмельчённой сетки с сеткой, измельченной продольно, в то

время как сравнение с измельченной поперечно сеткой демонстрирует гораздо меньшие различия. Это обусловлено тем, что в поперечном направлении характерным масштабом является диаметр лазерного пучка, а в продольном – длина волны ускоряющего лазерного импульса. На основании этого был сделан следующий вывод: на точность расчетов преимущественно влияет измельчение сетки в направлении оси OX, то есть вдоль распространения ускоряющего лазерного импульса. Так, по сравнению с продольно измельченной сеткой, средние значения максимального импульса электронов пика оказываются меньше. Поэтому, с точки зрения оценки эффективности, использования сформированного сгустка результаты, полученные на более грубых сетках, показывают, что сформированный сгусток будет не так эффективен, как это оказывается при использовании более мелких сеток. Толщина зеркала с измельчением сетки также оказывается меньше, что является важным физическим параметром, когда, например, требуется рассчитать коэффициент отражения электронного сгустка.

Таким образом, на основании проведенного сравнительного анализа был сделан вывод о том, что наиболее оптимальной сеткой для исследования является продольно измельченная сетка.

Ниже представлены результаты моделирования с мишенью с вышеописанными параметрами. Координаты нормированы на длину волны. Красным цветом выделена область вблизи оси лазерного пучка, которая впоследствии может быть использована в качестве электронного зеркала. Размеры окна моделирования составляют 40 мкм по оси Y, 7 мкм по оси X, размеры ячейки: $2 \cdot 10^{-2}$ мкм по Y, $3.5 \cdot 10^{-4}$ мкм по оси X. В окне левая граница мишени расположена на $x = 1$ мкм, правая – на $x = 6$ мкм.

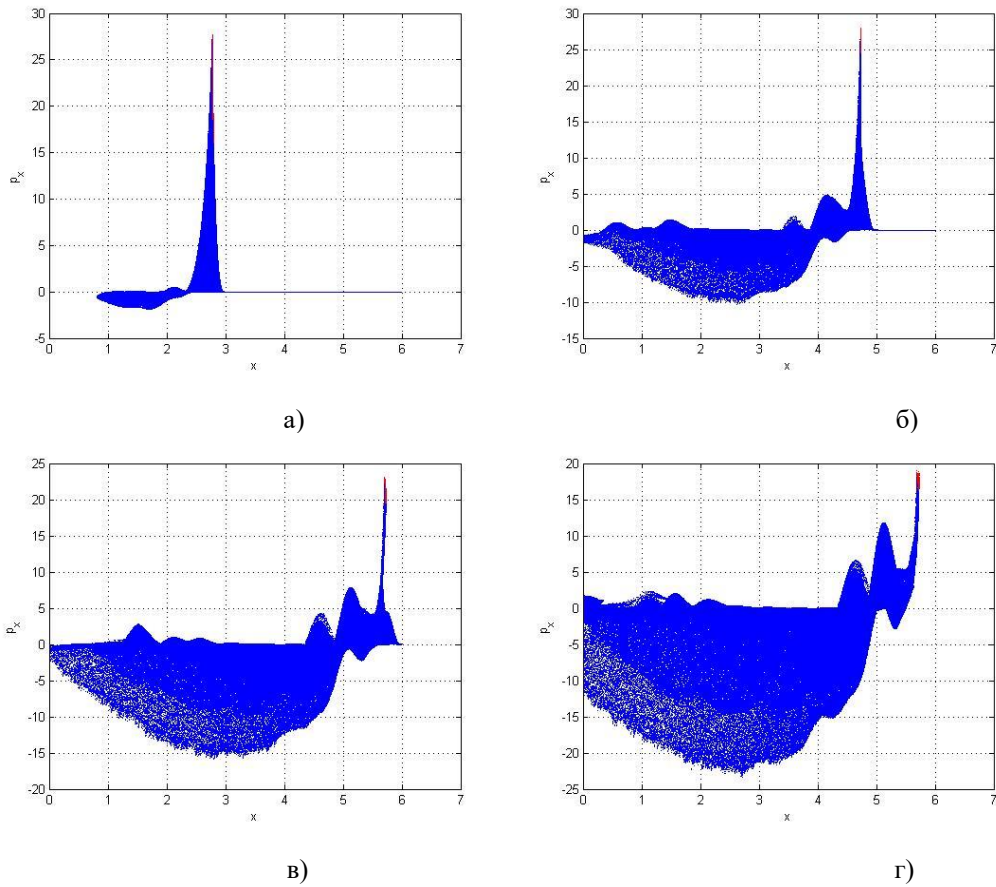


Рис.7: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм): а) 3 периода, б) 5 периодов, в) 6 периодов, г) 7 периодов колебаний поля.

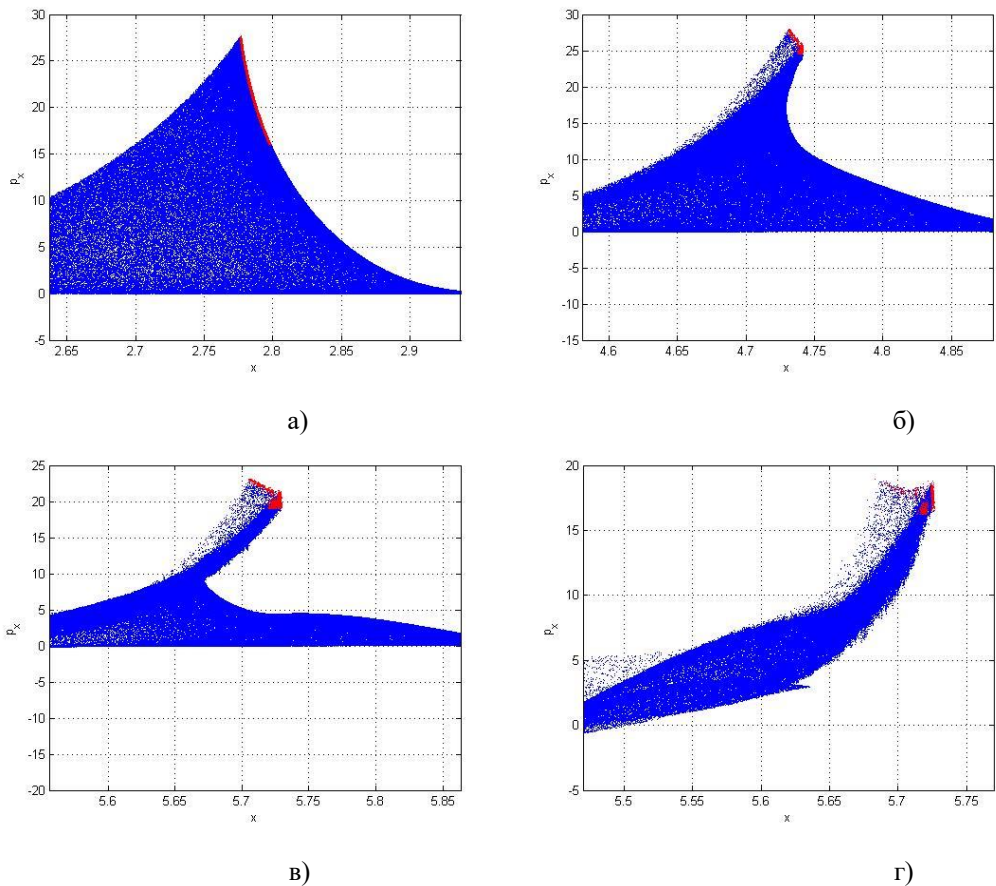


Рис.8: Отмасштабированные продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм): а) 3 периода, б) 5 периодов, в) 6 периодов, г) 7 периодов колебаний поля.

На момент 3 периодов от начала взаимодействия импульса с мишенью образуется пик плотности электронов, являющийся левой границей зеркала (Рис. 6 (а), 8 (а) и 10 (а)). Тем временем, правая граница мишени стоит на месте: импульс до неё ещё не дошел. Излучение, направленное на такое зеркало (справа налево), пройдет через неускоренный слой мишени без существенного отражения от него, и может быть эффективно отражено от левой границы зеркала. С течением времени этот пик плотности проходит через всю мишень (Рис. 6 (б), 8 (б), 10 (б) и Рис. 8 (в), 8 (в), 10 (в)), пока не окажется на правой границе сгустка, после чего значение его импульса падает и для отражения он становится менее эффективным. (Рис. 6 (г), 8 (г) и 10 (г)).

1.4. Обсуждение результатов численного моделирования.

На основании полученных численных результатов были построены графики, отражающие изменение во времени основных динамических параметров электронного сгустка (Рис. 11).

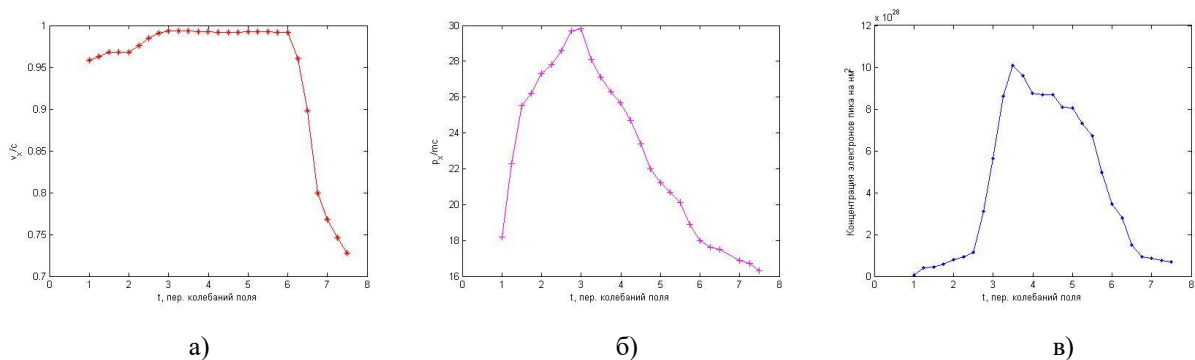


Рис.11: Зависимости основных динамических параметров электронного сгустка от времени в периодах колебания поля от начала взаимодействия: а) максимальная продольная компонента скоростей электронов (нормированная на c), б) максимальные продольные импульсы электронов (нормированные на ms), в) максимальная концентрация электронов пика.

Продольный импульс электронов (Рис. 11 (б)) достигает максимума через 3 периода от начала взаимодействия, его величина составляет 29.98 с учётом нормировки на ms , от 2.5 до 4 периодов изменения невелики. После 4 периода до 5 его значение резко уменьшается, что соответствует тому, что волна поля лазера проникает внутрь плазмы, энергия падающего импульса

передаётся не только электронам левого края, но и тем, которые лежат глубже.

К 7 периоду, когда релятивистская граница зеркала доходит до правой границы, величина импульса составляет уже почти в 2 раза меньшую величину. Концентрация электронов пика также испытывает резкий скачок через 3 периода от начала взаимодействия, доходя до максимального значения в $1.17 \cdot 10^{23}$ частиц на $см^3$, что близко к твердотельной, значит, коэффициент отражения будет выше. К 7 периоду концентрация становится только в 100 раз выше начальной. Скорость электронов практически сразу после начала взаимодействия достигает $0.95c$, также доходя до максимума на 3 периоде – $0.998c$. На протяжении всего перехода импульса лазера через плазму (от 2 до 6 периода) значение скорости отличается от максимального на величину порядка $0.007c$, после чего резко падает до $0.76c$ к 7 периоду. Таким образом, наиболее эффективное преобразование с точки зрения динамических параметров сгустка встречного излучения будет на промежутке времени от 2 до 5.5 периода колебаний поля лазера, что позволяет корректно синхронизировать ускоряющий и встречный лазерные импульсы.

ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 1

В ходе проведенного исследования, описанного в главе 1, были сделаны следующие выводы:

1. Исследован процесс формирования релятивистских электронных сгустков под действием лазерного излучения субпетаваттной мощности.

2. Проведены численные моделирования формирования сгустка электронов из толстого газового слоя толщиной 5 мкм под действием импульса, амплитуда которого составляла $E_0 = 1.34 \cdot 10^9$ Гс. Получены зависимости основных динамических параметров электронного сгустка от времени в периодах колебания поля от начала взаимодействия: продольной компоненты скоростей электронов, их продольные импульсы и концентрация

электронов пика. Также получены пространственные распределения электронов для различных моментов времени взаимодействия импульса лазера с мишенью.

3. Показано, что для амплитуды поля ускоряющего импульса, равной $E_0 = 1.34 \cdot 10^9$ Гс плотность сгустка почти твердотельная, максимальное значение импульса составляет 29.98 с учётом нормировки на тс. Получено, что преобразование частоты наиболее эффективно на промежутке времени: от 2 до 5.5 периодов колебаний поля. Это позволяет корректно синхронизировать ускоряющий и встречный лазерные импульсы.

Глава 2. Задача об отражении электромагнитного сигнала от непрозрачного зеркала.

2.1. Постановка задачи и её решение.

Ещё Эйнштейном были выведены законы релятивистских преобразований различных характеристик электромагнитных волн [14]. Результаты для частного случая преобразований Лоренца для электромагнитного сигнала в применении к эффекту Доплера дают необходимую информацию для оценки применимости смоделированного электронного сгустка в качестве зеркала.

Рассмотрим отражение электромагнитной волны заданной частоты ω_0 от плоского зеркала, движущегося со скоростью V , близкой к скорости света c , в продольном направлении в лабораторной системе отсчёта. Будем считать, что, во-первых, сравнимой со скоростью света является только продольная компонента скорости зеркала, в то время как смещение в поперечном направлении будем считать нерелятивистским. Во-вторых, будем считать, что коэффициенты поглощения и пропускания зеркала равны нулю. В таком случае, закон преобразования частоты сигнала после отражения будут иметь следующий вид:

$$\omega_p = \omega_0 \frac{\left(1 + 2\frac{V}{c} \cos \theta_0 + \frac{V^2}{c^2}\right)}{\left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right)} = \omega_0 \cdot \tau(\theta_0, V), \quad (4)$$

где θ_0 – угол между направлением распространения падающей волны (её волновым вектором) и направлением скорости зеркала, ω_0 – частота падающего излучения, ω_p – частота отраженной волны, $\tau(\theta_0, V)$ – коэффициент преобразования частоты излучения, показывающий, во сколько раз увеличится частота отраженной волны по сравнению с частотой падающей волны.

2.2. Уточнение результатов численного моделирования.

На основании полученных численных результатов была построена зависимость $\tau(\theta_0, V)$ от времени взаимодействия импульса лазера с мишенью считая, что $\tau(\theta_0, V) = \tau(\theta_0, V(t))$ (Рис. 12).

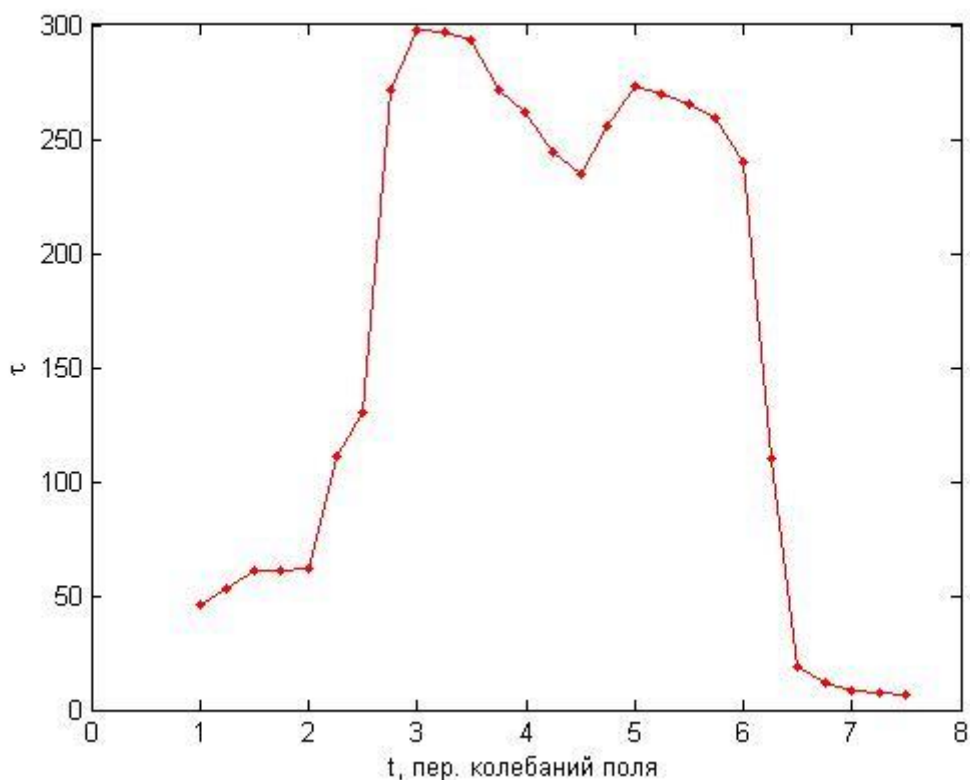


Рис.12: Зависимость коэффициента преобразования частоты излучения от времени взаимодействия импульса лазера с мишенью в периодах колебаний поля лазера.

На момент 3 периодов $\tau(V(t))$ достигает своего максимального значения, равного 297,44. Далее значение коэффициента преобразования постепенно уменьшается, а на 4 периоде взаимодействия импульса лазера с мишенью испытывает скачок, достигая 265 единиц на 5 периоде, после чего снова происходит спад до 6 единиц на 7 периоде.

Таким образом, наиболее эффективное преобразование с точки зрения коэффициента преобразования частоты отраженной волны за счёт эффекта Доплера будет на промежутке времени от 3 до 5.5 периодов, где $\tau(V(t)) = 297.44$, то есть частота отраженного импульса больше частоты падающего в

297.44 раз. Следовательно, от такого зеркала возможно эффективное отражение импульса длительностью несколько аттосекунд.

ВЫВОДЫ ПО ГЛАВЕ 2

Полученный в главе 2 результат позволяет уточнить данные, полученные по итогам численного моделирования электронных сгустков, полученных в главе 1.

1. Показано, что наиболее эффективное, с точки зрения коэффициента преобразования частоты отраженной волны за счёт эффекта Доплера, отражение происходит на промежутке времени от 3 до 5.5 периодов.

2. Получено, что отраженный импульс может принадлежать дальнему УФ диапазону и иметь длительность несколько десятков аттосекунд.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получение когерентных сверхкоротких импульсов рентгеновского и дальнего ультрафиолетового диапазонов требует детального рассмотрения многих физических особенностей процесса взаимодействия лазерных импульсов с мишенями различной плотности. Для достижения данной цели требуется решить ряд задач, одной из которых посвящена данная работа.

По итогам проведённого исследования был изучен механизм формирования релятивистского электронного сгустка из газовой струи. С помощью численного кода ХООРІС были смоделированы газовые мишени различной толщины, выявлены их основные физические особенности, прослежена их динамика. Был детально изучен случай толстой газовой мишени, исследовано изменение его динамических характеристик во времени. На основании этого был сделан вывод о возможности эффективного отражения встречного импульса, оценена его длительность и влияние эффекта Доплера на его частоту. Было показано, что встречный импульс, отраженный от электронного зеркала, сформированного в процессе взаимодействия ускоряющего лазерного импульса с толстой газовой

мишенью, после отражения будет иметь частоту, лежащую в дальнем УФ диапазоне.

Данный результат имеет высокую ценность с точки зрения проблемы получения когерентных сверхкоротких импульсов рентгеновского и дальнего ультрафиолетового диапазонов, так как была доказана возможность формирования электронных зеркал с параметрами ускоряющего лазерного импульса и мишени, использование которых является технологически возможным на данный момент.

Дальнейшее изучение предполагает более глубокое рассмотрение роли входных параметров и их влияния на сформированный сгусток электронов, детальное изучение структуры самого сгустка, уточнение задачи об отражении встречных импульсов от него для получения более точных результатов для синхронизации ускоряющего и встречного лазерных импульсов, а также получения не только более точного значения частоты отраженного от исследованного электронного зеркала лазерного импульса, но и других его параметров, таких как амплитуда, направление его распространения и т.п.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. D. Kiefer, A. Henig, D. Jung, et al., Eur. Phys. J. D 55, 427 (2009);
2. Kiefer, D., et al., Nat. Commun. 4, 1763 (2013);
3. V. V. Kulagin et al., Phys. Rev. Lett. 99, 124801 (2007);
4. Кулагин В.В., Корниенко В.Н., Черепенин В.А. // Лазерное формирование релятивистских электронных сгустков субмикронной длительности из плазменных слоев. Журнал радиоэлектроники: электронный журнал, № 12, (2014);
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М., 1960;
6. Kulagin V V et al. Phys. Plasmas 14 113101 (2007);
7. Месяц Е. А. О выборе числа частиц в методе частиц в ячейках для моделирования задач физики плазмы. / Е. А. Месяц. К.В. Лотов // Вычислительные технологии. № 6. Т. 18. С. 83 – 96.(2013);
8. Verboncoeur J P, Langdon A B and Gladd N T Comput. Phys. Commun. 87 199 (1995);
9. Verboncoeur J P Plasma Phys. Control. Fusion 47 A231 (2005);
10. M. Wen, J. Meyer-ter-Vehn, H.-C. Wu, and B. Shen, Eur. Phys. J. D 55, 451 (2009);
11. Березин Ю.А., Вшивков В.А. Метод частиц в динамике разреженной плазмы. Новосибирск: Наука, 1980;
12. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987;
13. Бэдсел Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. М.: Энергоатомиздат, 1989;
14. Einstein, A., 1905, Ann. Phys. (Berlin) 322.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В данном разделе представлены результаты численного моделирования электронных сгустков из газовой мишени на 3 сетках с различной степенью измельчения.

Параметры моделирования:

1. Расстояние от начала отсчета до мишени и расстояние от мишени до конца окна составляют по 1 мкм;
2. Длина волны импульса также равна 1 мкм;
3. Толщина мишени $l=5$ мкм;
4. Концентрация $n=1.4 \cdot 10^{20}$ см⁻³;
5. Число частиц в ячейке – 1.
6. Безразмерная амплитуда импульса поля $a_0 = \frac{eE_0}{mc\omega} = 10$, форма импульса – синус
7. Радиус пучка лазера $R= 10$ мкм
8. Плазменная частота (нормированная на частоту поля) $W_p=0,35416$

Параметры сеток:

а) Без измельчения:

размеры окна: $Y = [0; 40]$ мкм, $X = [0; 7]$ мкм;

размер ячейки: $DY = 2 \cdot 10^{-2}$ мкм, $DX = 5.5 \cdot 10^{-4}$ мкм;

шаг по времени: $DT=0.05e-2$;

б) Поперечное измельчение:

размеры окна: $Y = [0; 40]$ мкм, $X = [0; 7]$ мкм;

размер ячейки: $DY = 1.4 \cdot 10^{-2}$ мкм, $DX = 5.5 \cdot 10^{-4}$ мкм;

шаг по времени: $DT=0.05e-2$;

в) Продольное измельчение:

размеры окна: $Y = [0; 40]$ мкм, $X = [0; 7]$ мкм;

размер ячейки: $DY = 2 \cdot 10^{-2}$ мкм, $DX = 3.5 \cdot 10^{-4}$ мкм;

шаг по времени: $DT=0.03e-2$.

1 период: (от начала моделирования)

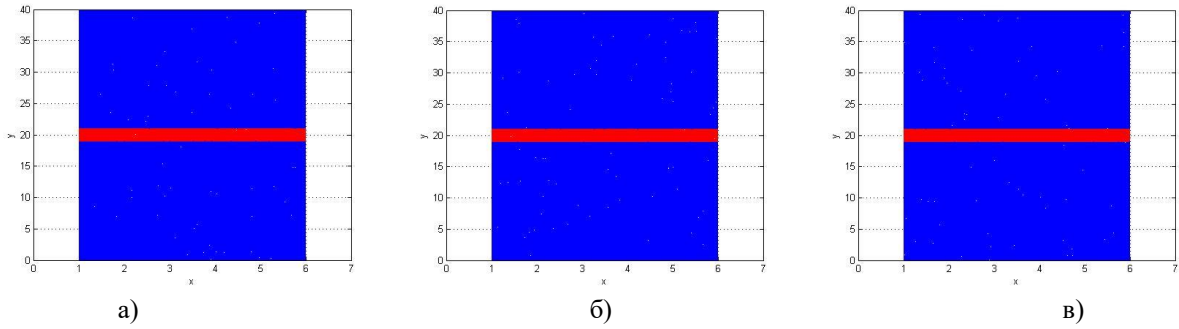


Рис. 1.1: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

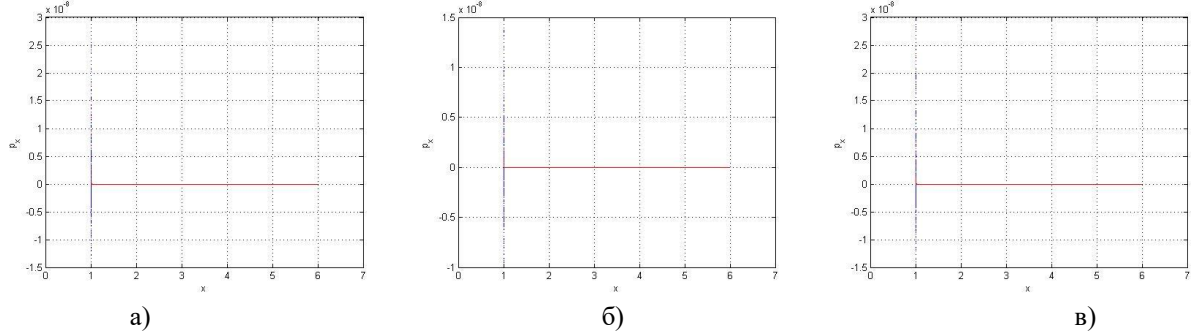


Рис. 1.2: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

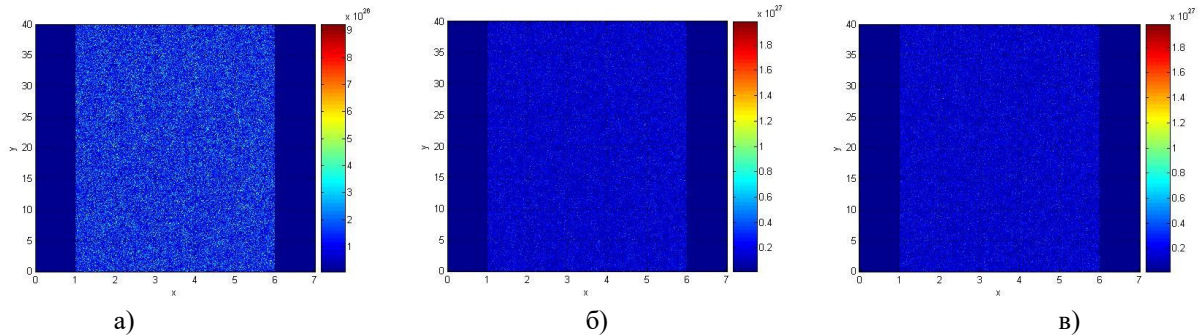


Рис. 1.3: Плотность двумерная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

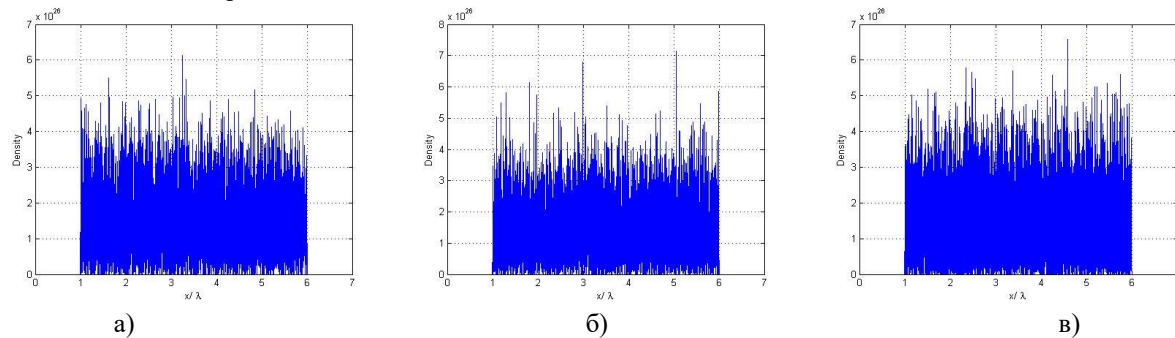


Рис. 1.4: Плотность на оси(20 мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

На данный момент лазерный импульс подошел практически вплотную к мишени, ещё не начав с ней существенно взаимодействовать.

Распределение электронов по сетке носит хаотичный характер. Результаты на различных сетках пока не имеют отличий.

2 период: (от начала моделирования)

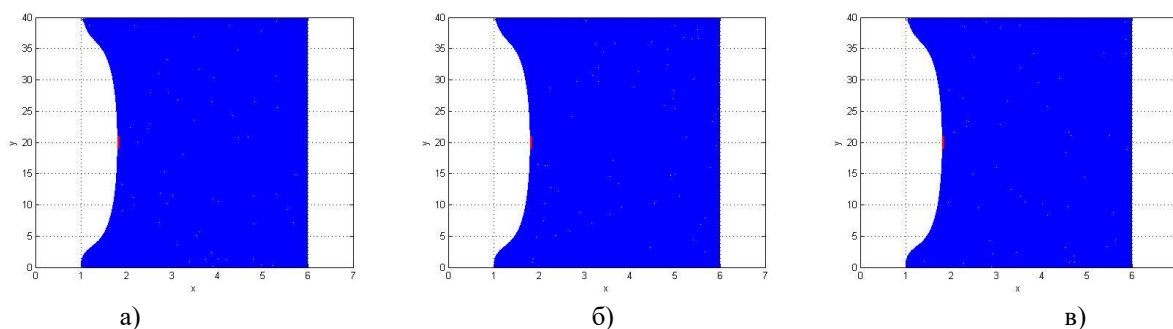


Рис. 2.1.1: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

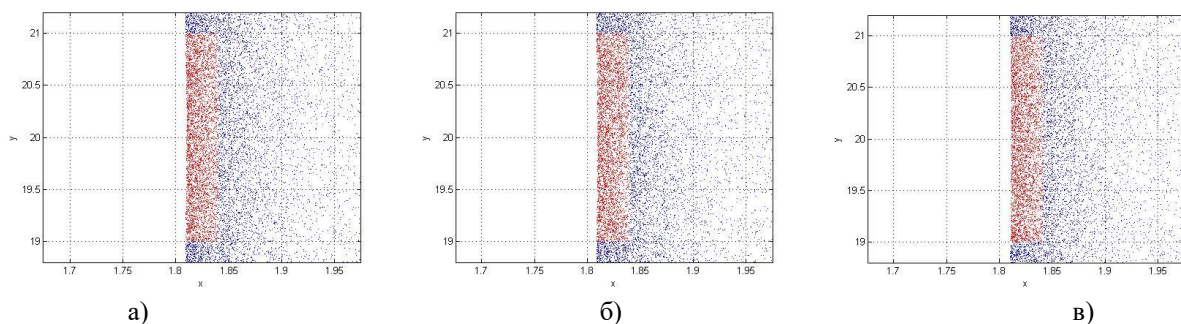


Рис. 2.1.2: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм) отмасштабированные: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

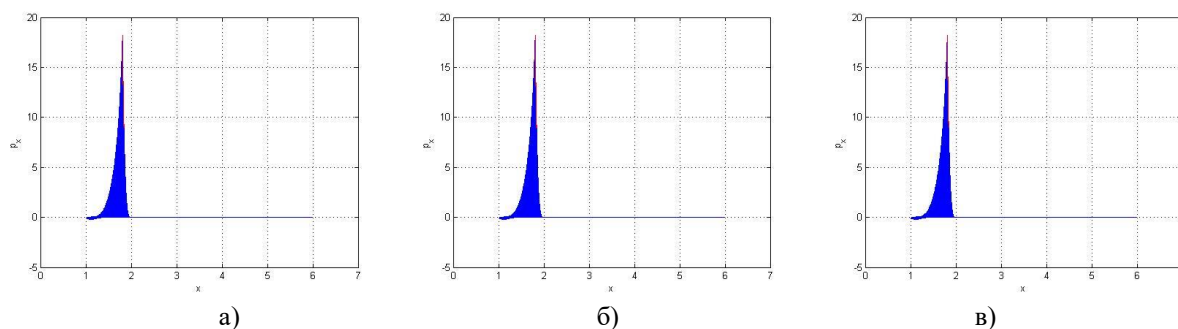


Рис. 2.2.1: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

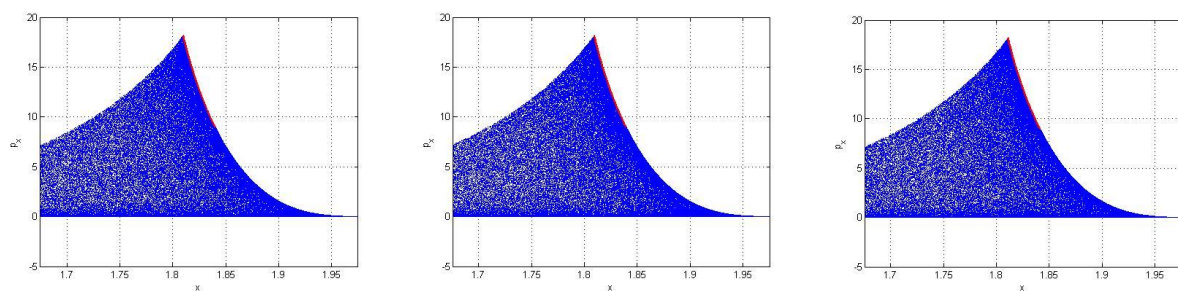


Рис. 2.2.2: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм) отмасштабированные: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

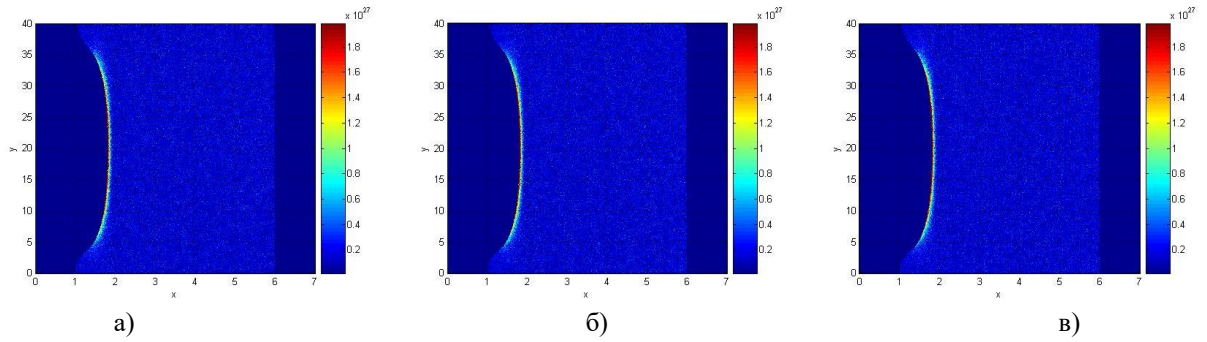


Рис. 2.3: Плотность двумерная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

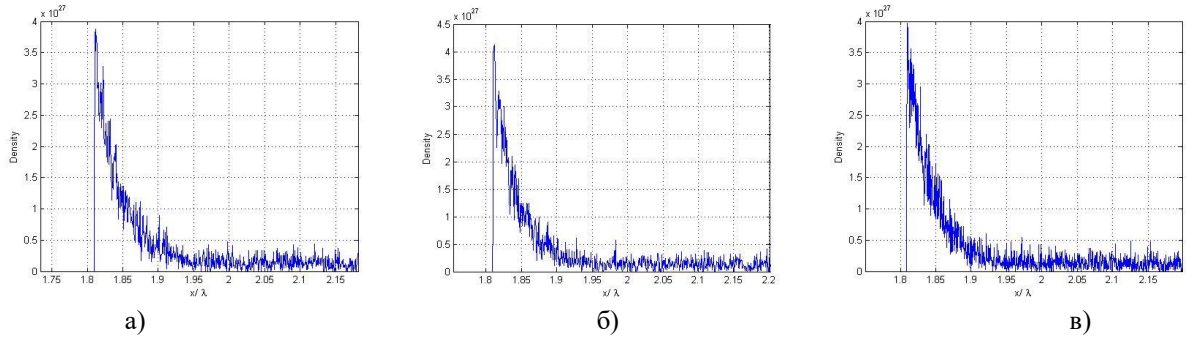


Рис. 2.4: Плотность на оси (20 мкм) отмасштабированная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

На данный момент первая полуволна начала взаимодействовать с мишенью, разогнав электроны, лежащие ближе к левому краю. Она полностью прошла через продольную координату начала мишени (1 мкм), вследствие чего часть частиц в районах 2 и 38 мкм по оси Oy уже приобрела отрицательную продольную компоненту импульса из-за кулоновского взаимодействия с ионами мишени в момент, когда вторая полуволна начинает взаимодействовать с мишенью. Результаты на различных сетках пока не имеют отличий.

3 период: (от начала моделирования)

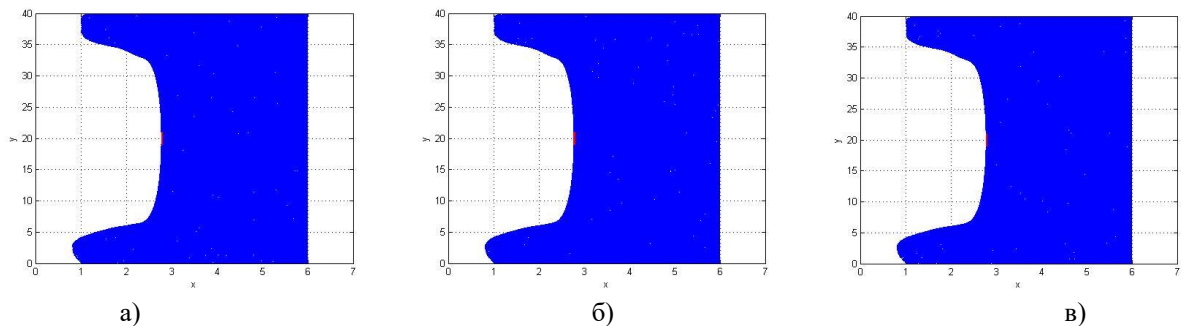


Рис. 3.1.1: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

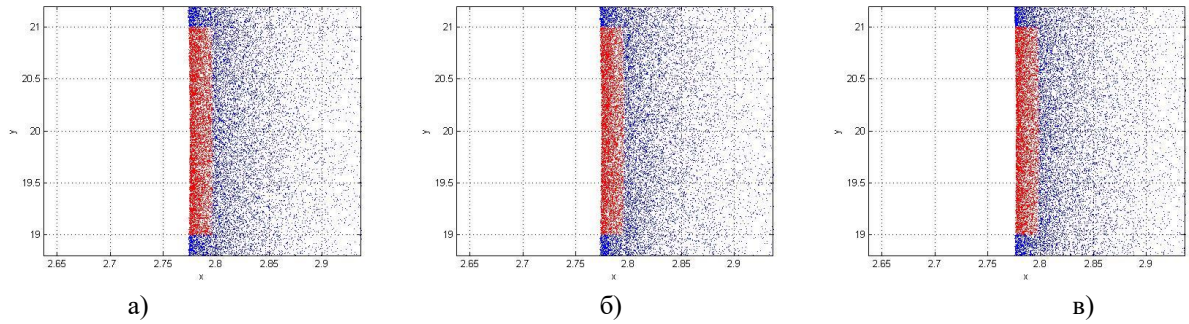


Рис. 3.1.2: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм) отмасштабированные: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

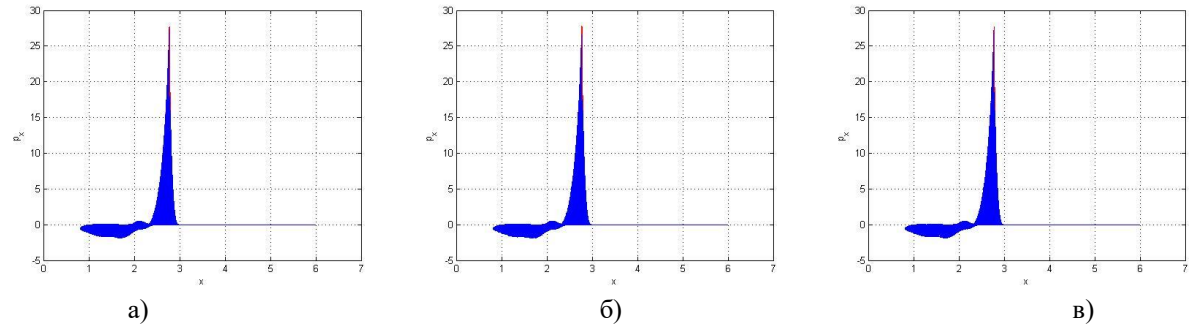


Рис. 3.2.1: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

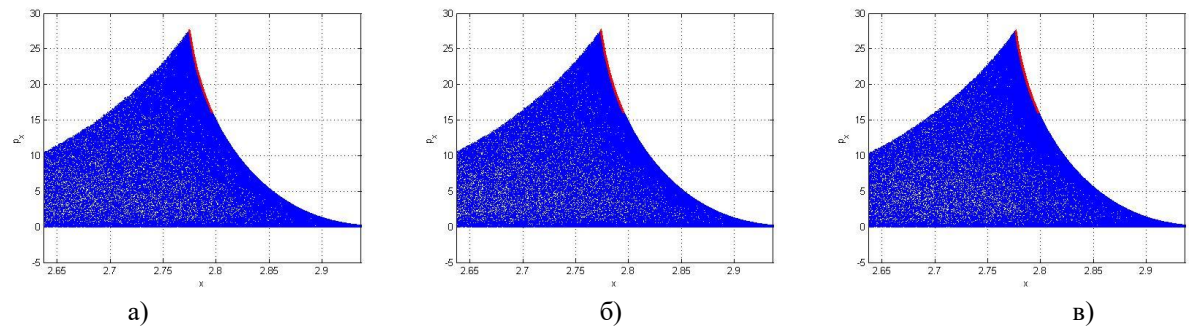


Рис. 3.2.2: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм) отмасштабированные: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

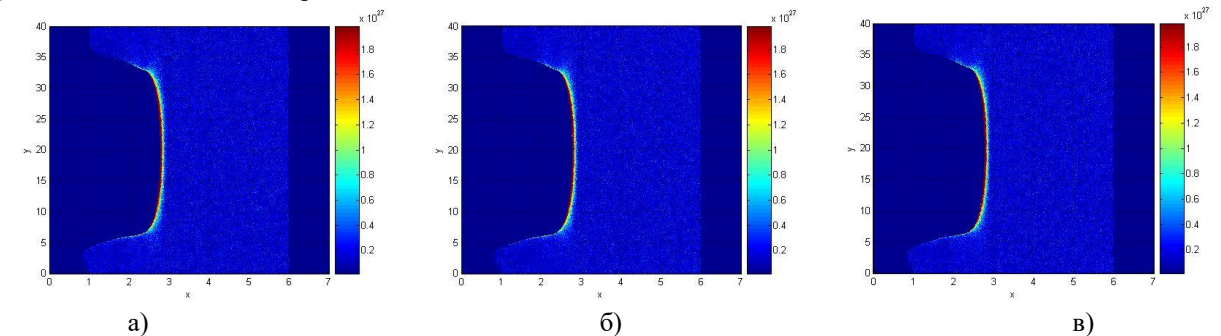


Рис. 3.3: Плотность двумерная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

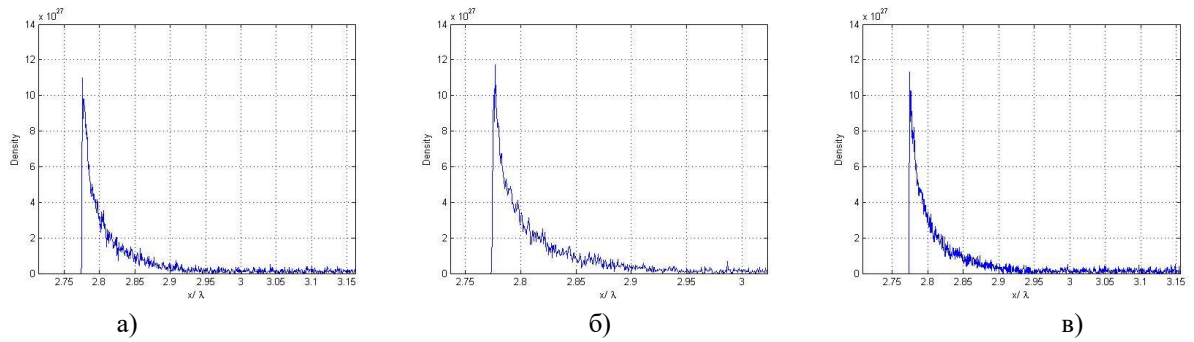


Рис. 3.4: Плотность на оси(20 мкм) отмасштабированная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

На данный момент лазерный импульс прошел почти половину мишени.

4 период: (от начала моделирования)

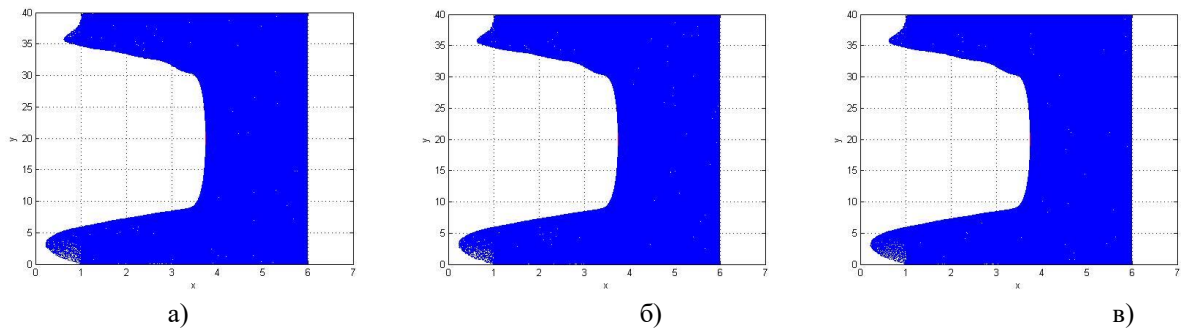


Рис. 4.1.1: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

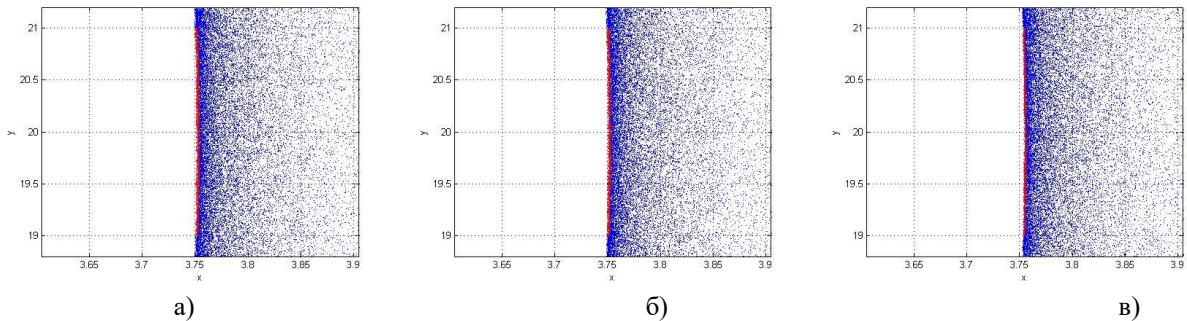


Рис. 4.1.2: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм) отмасштабированные: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

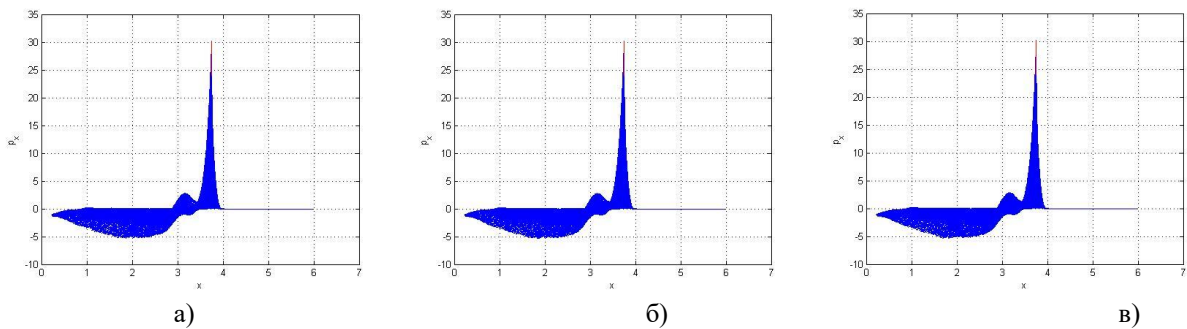


Рис. 4.2.1: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

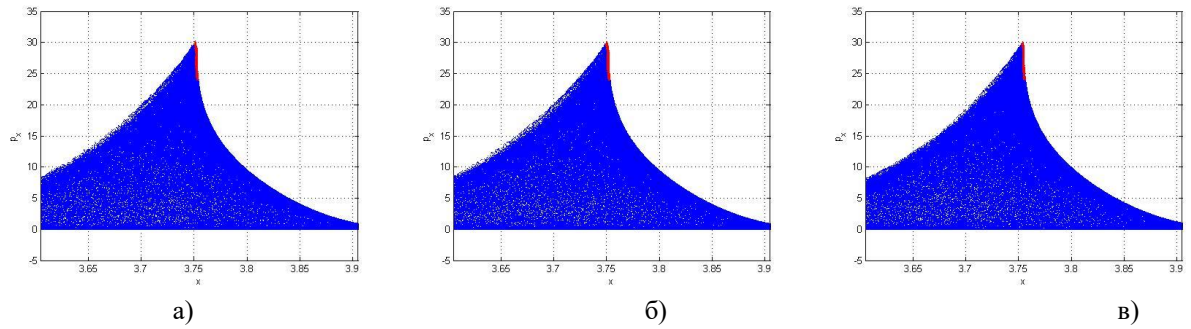


Рис. 4.2.2: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм) отмасштабированные: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

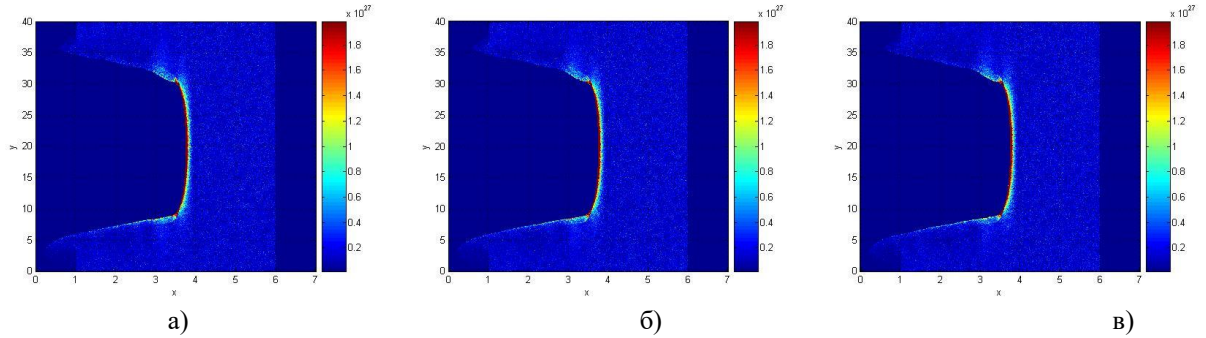


Рис. 4.3: Плотность двумерная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

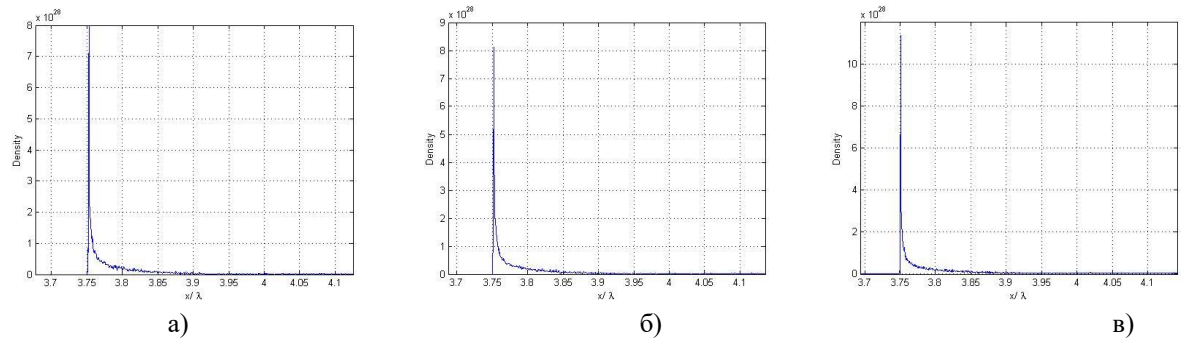


Рис. 4.4: Плотность на оси(20 мкм) отмасштабированная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

На данный момент импульсом пройдено больше половины мишени.

5 период: (от начала моделирования)

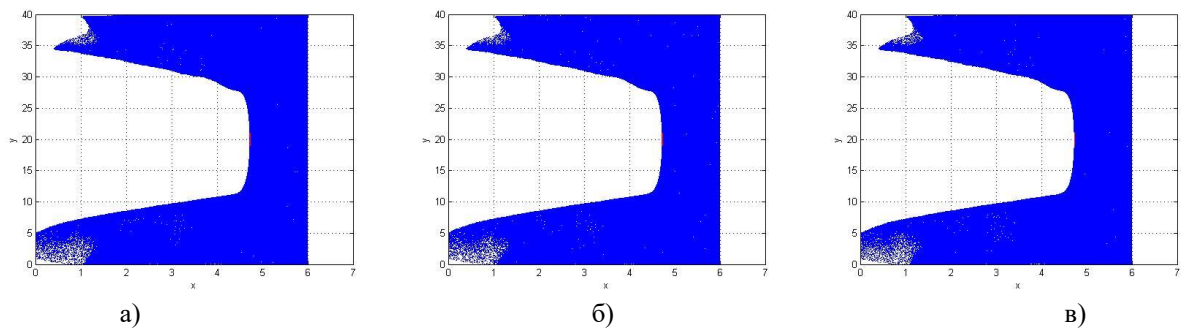


Рис. 5.1.1: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

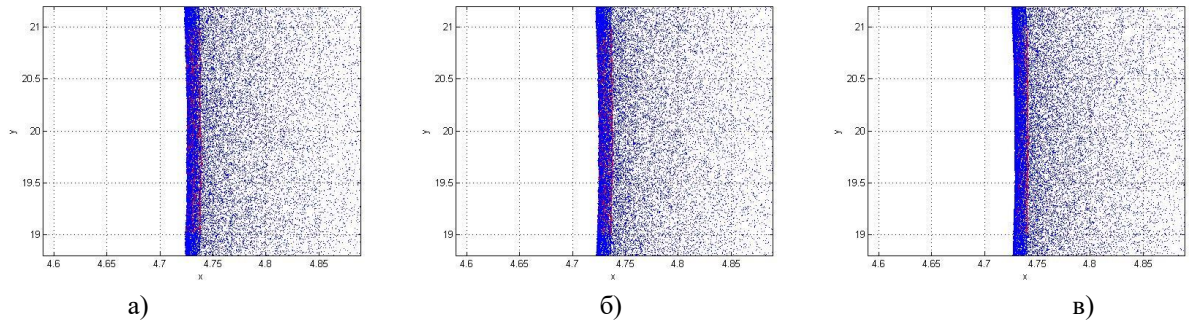


Рис. 4.1.2: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм) отмасштабированные: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

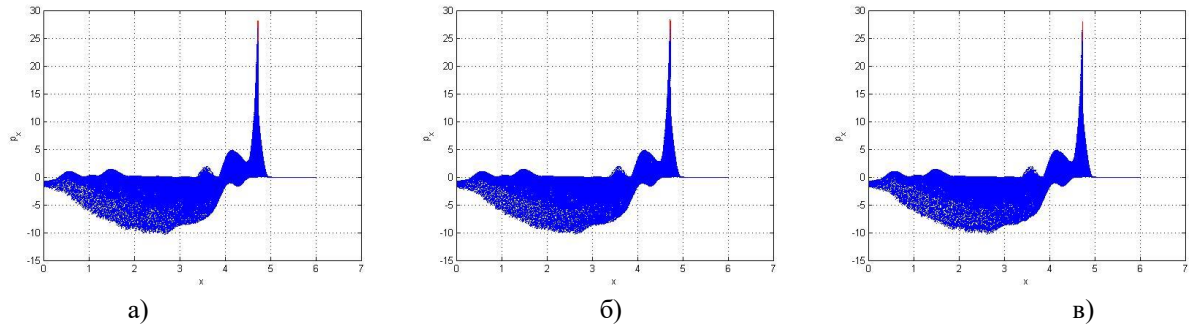


Рис. 5.2.1: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

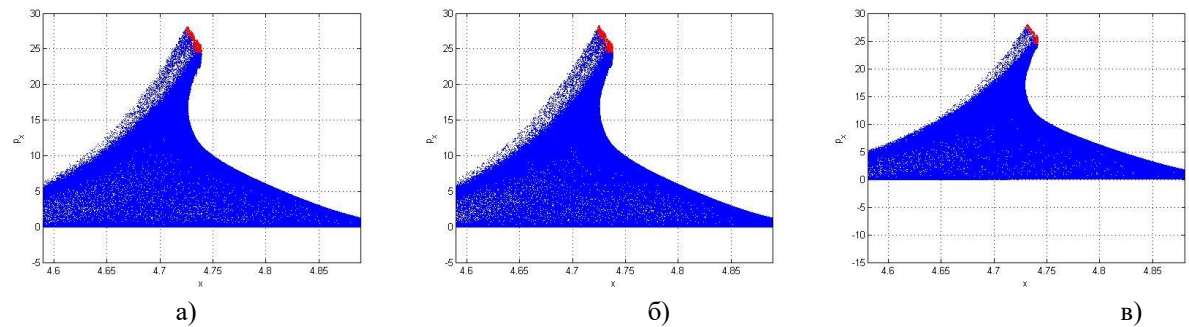


Рис. 5.2.2: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм) отмасштабированные: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

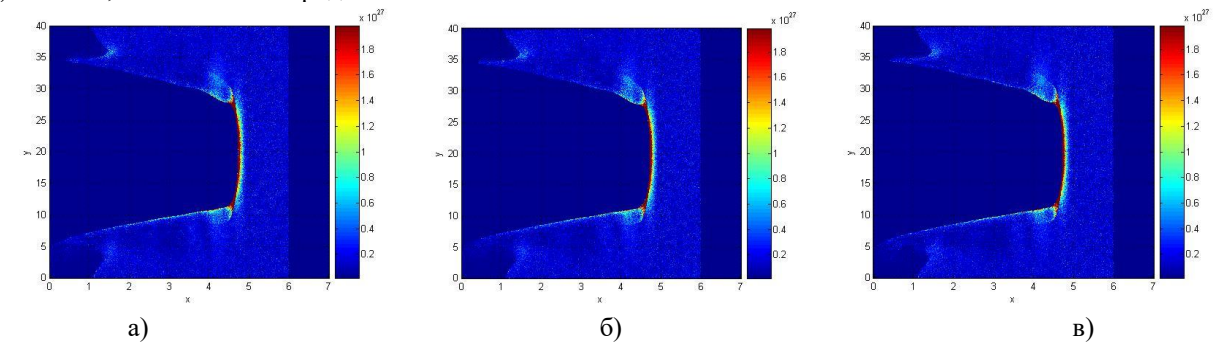


Рис. 5.3: Плотность двумерная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

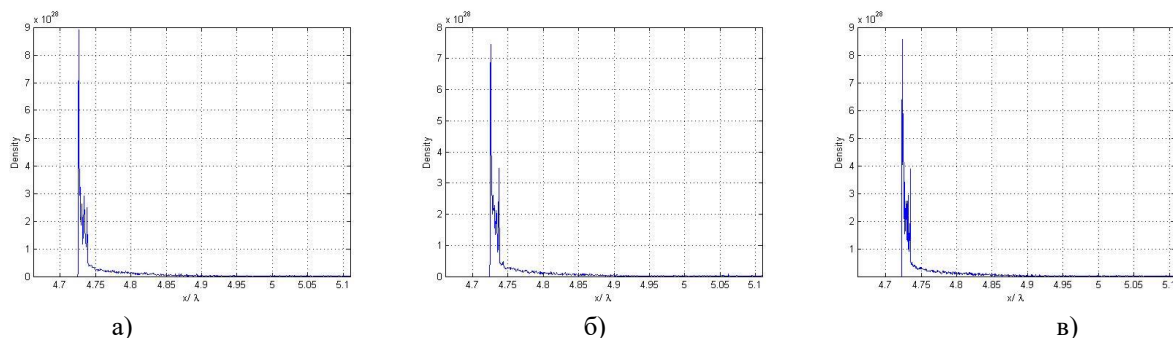


Рис. 5.4: Плотность на оси(20 мкм) отмасштабированная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

На данный момент начинает проявляться различие в точности сеток. Численные шумы более ярко выражены на первых двух сетках, чем на третьей.

6 период: (от начала моделирования)

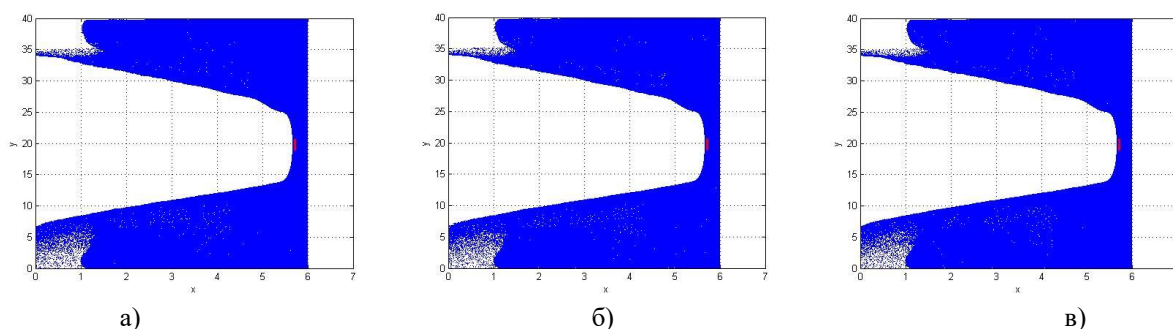


Рис. 6.1.1: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

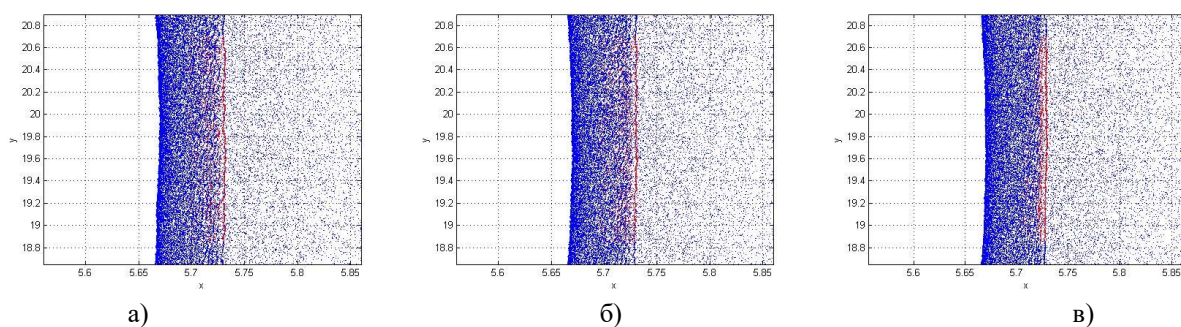


Рис. 6.1.2: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм) отмасштабированные: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

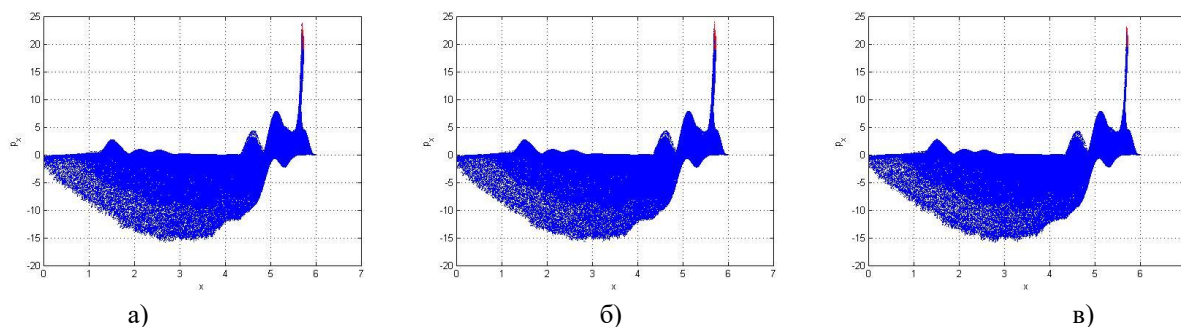


Рис. 6.2.1: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

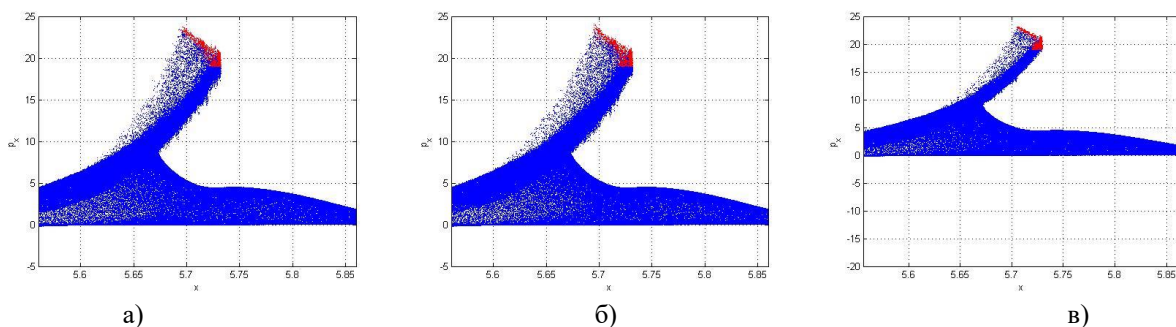


Рис. 6.2.2: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм) отмасштабированные: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

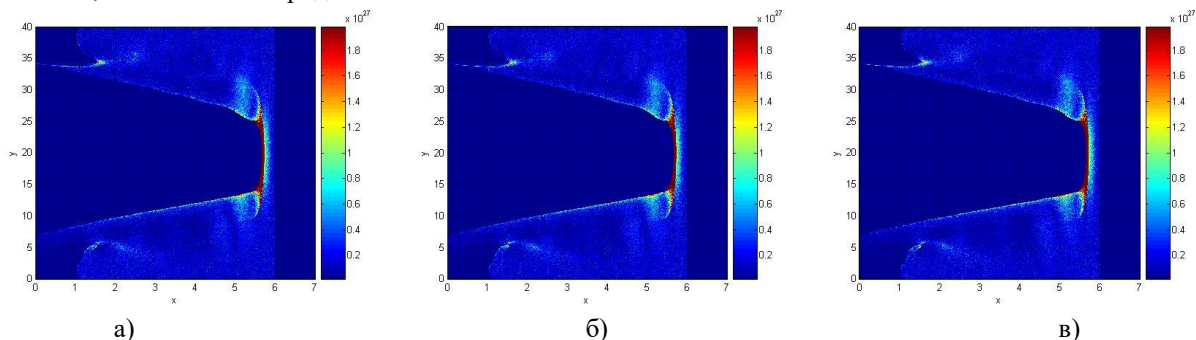


Рис. 6.3.1: Плотность двумерная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

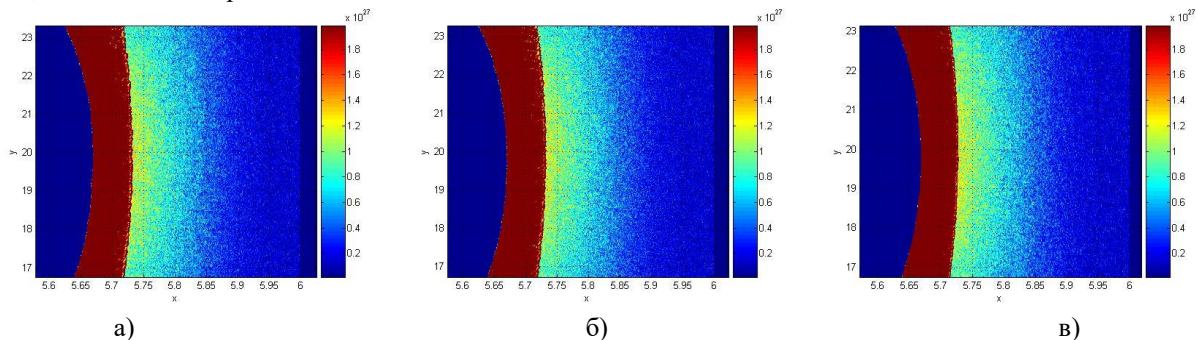


Рис. 6.3.2: Плотность двумерная отмасштабированная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

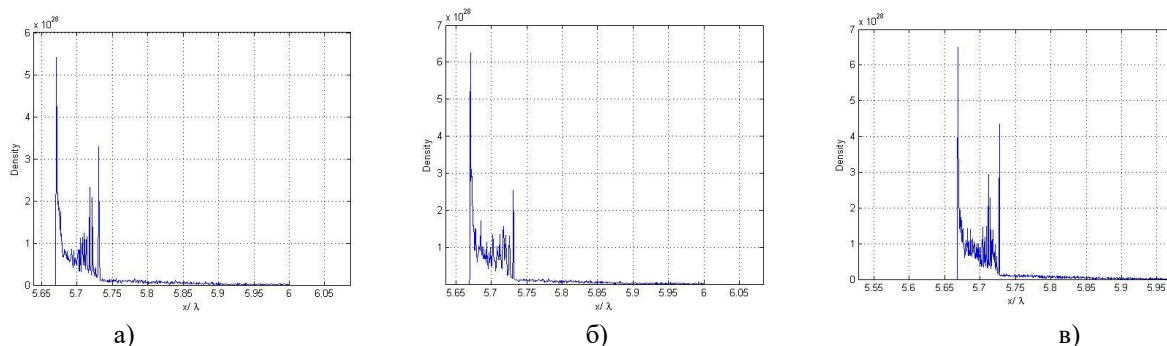


Рис. 6.4: Плотность на оси(20 мкм) отмасштабированная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

На данный момент импульс ещё не прошел мишень насквозь до конца, но становится гораздо заметнее отличие в точности на сетках. Особенно ярко

это выражено на графиках отмасштабированных импульсов: на третьей сетке (измельченной в продольном направлении) количество электронов, ускоренных первой полуволной (потенциально образующих сгусток) с сильно релятивистскими импульсами то же, но они сфокусированы в гораздо более узкой полосе. Эту полосу уже можно считать электронным сгустком (левой границей зеркала, впоследствии «пропутешествовавшей» через весь сгусток), так как граница выражена достаточно резко.

7 период: (от начала моделирования)

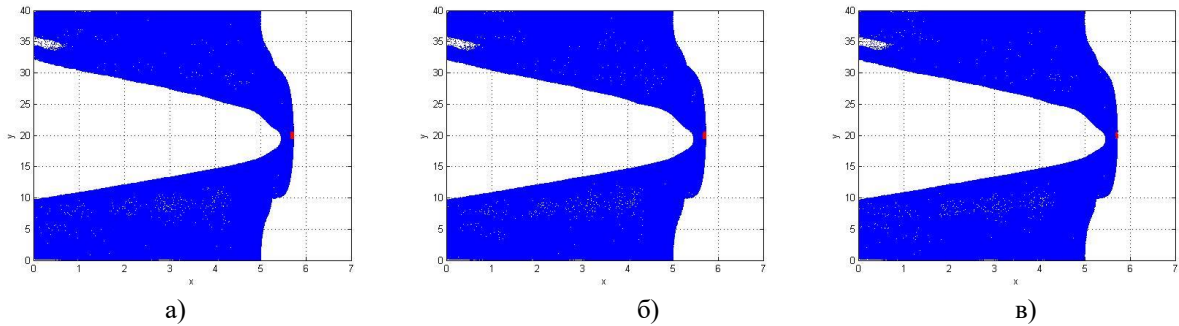


Рис. 7.1.1: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

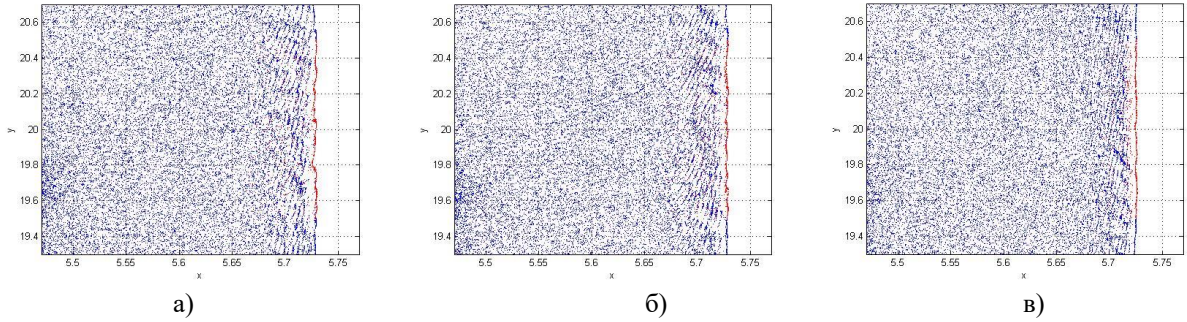


Рис. 7.1.2: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм) отмасштабированные: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

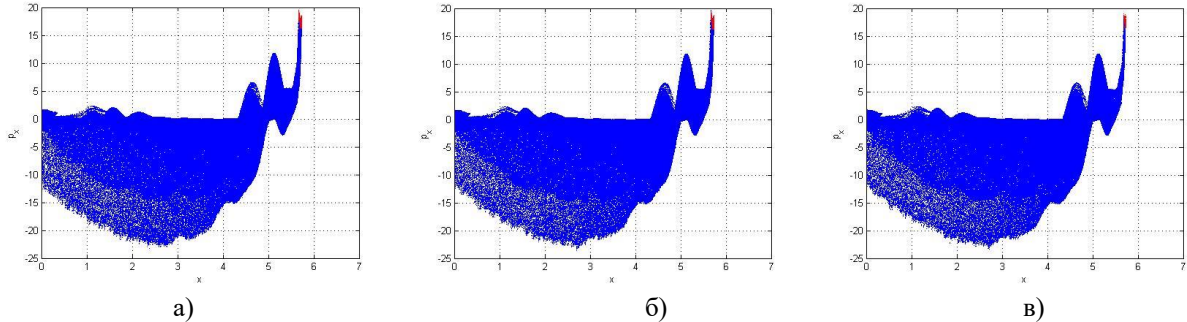


Рис. 7.2.1: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

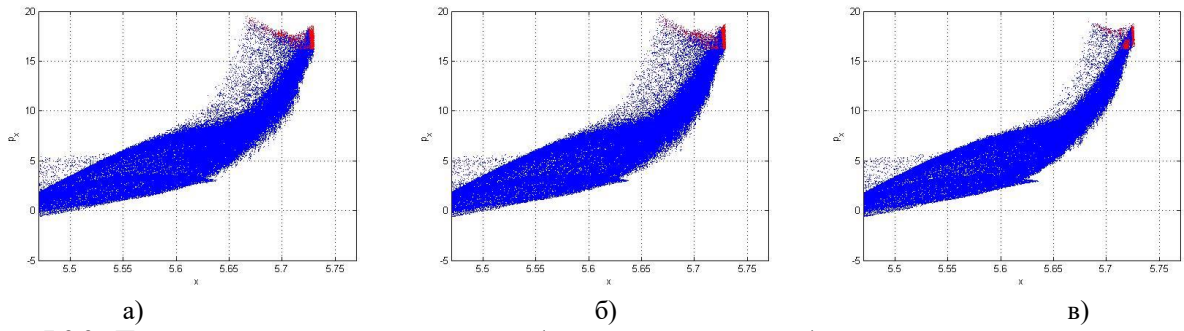


Рис. 7.2.2: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

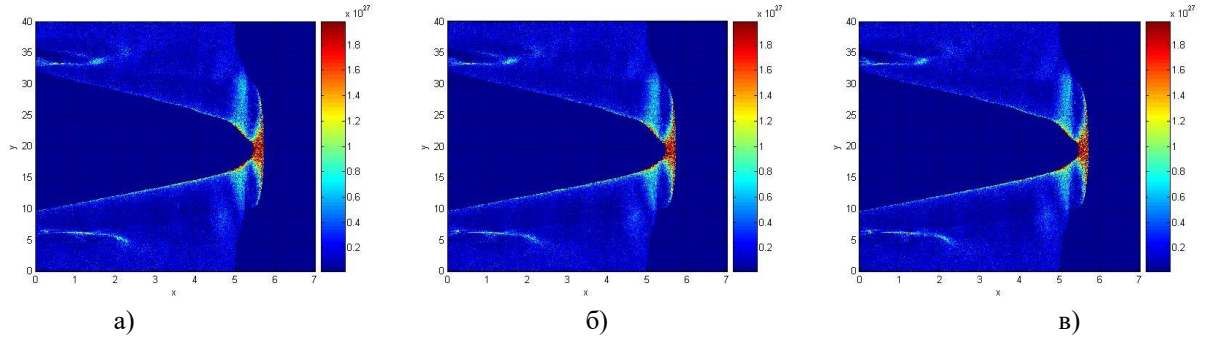


Рис. 7.3.1: Плотность двумерная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

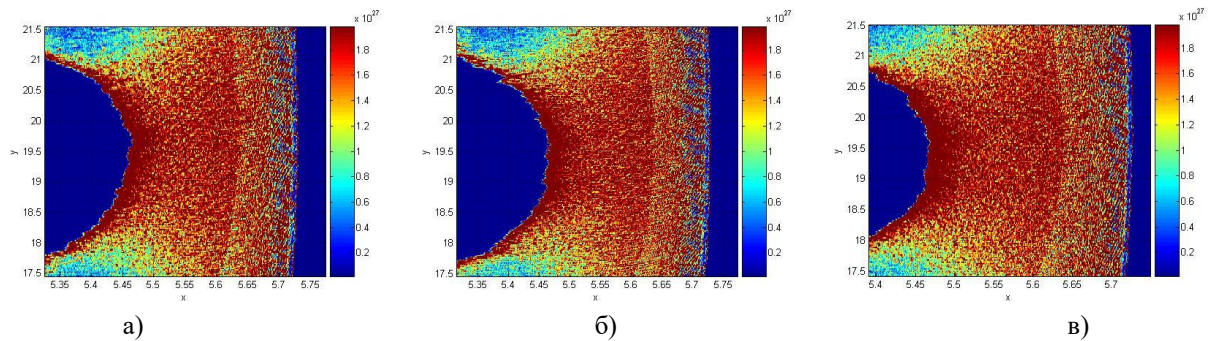


Рис. 7.3.2: Плотность двумерная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

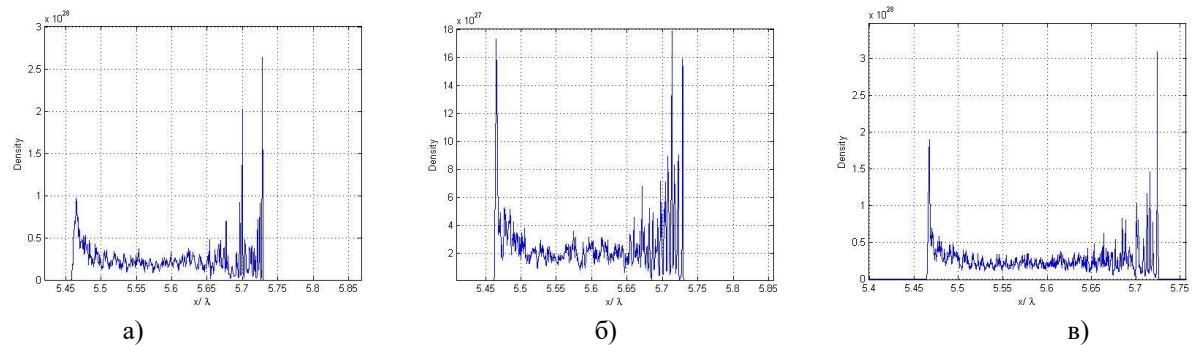


Рис. 7.4: Плотность на оси (19.375 мкм) отмасштабированная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

На данный момент граница быстрых электронов уже прошла сквозь большую часть плазмы. На поперечно измельченной численные шумы

становятся меньше, а на измельченной продольно сетке помимо этого ещё более плотной узкой становится релятивистская граница.

8 период: (от начала моделирования)

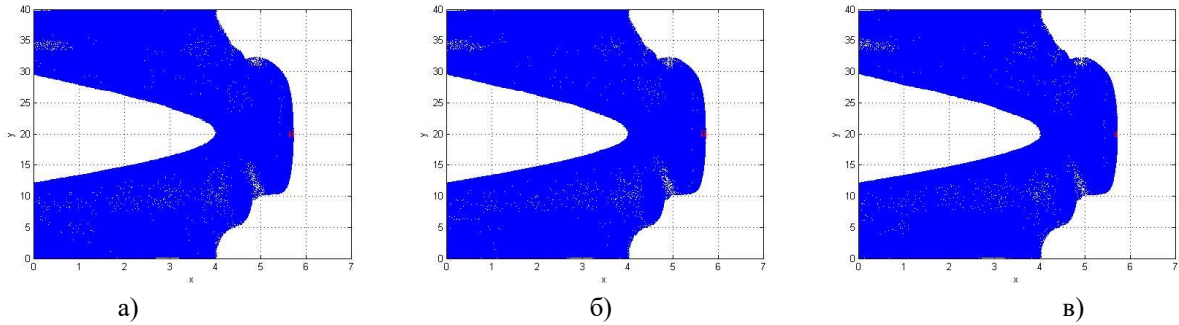


Рис. 8.1.1: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

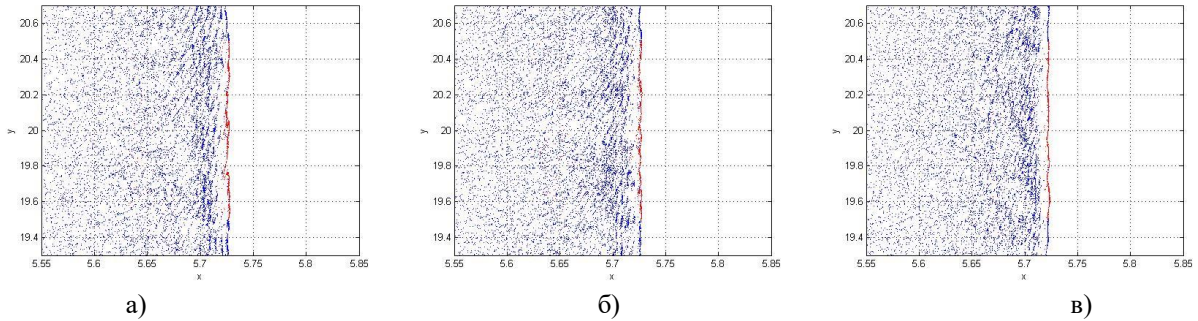


Рис. 8.1.2: Координаты электронов на плоскости в поперечном сечении мишени (в мкм) отмасштабированные: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

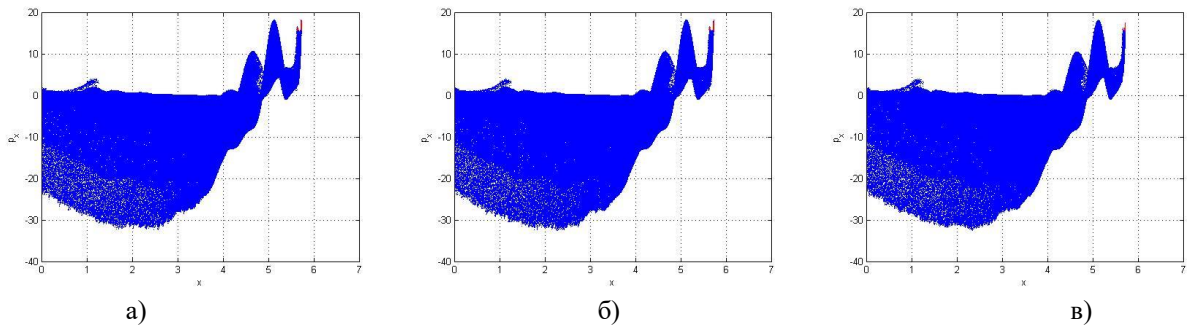


Рис. 8.2.1: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

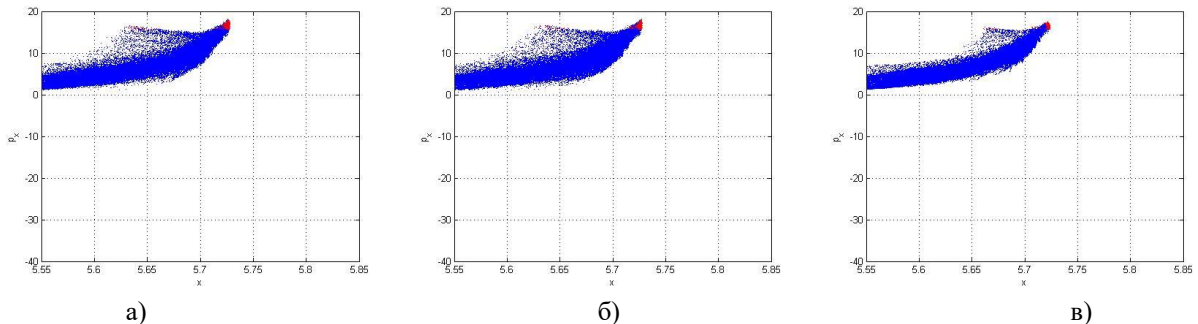


Рис. 8.2.2: Продольные импульсы электронов (нормированных на mc) в зависимости от их продольных координат (в мкм) отмасштабированные: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

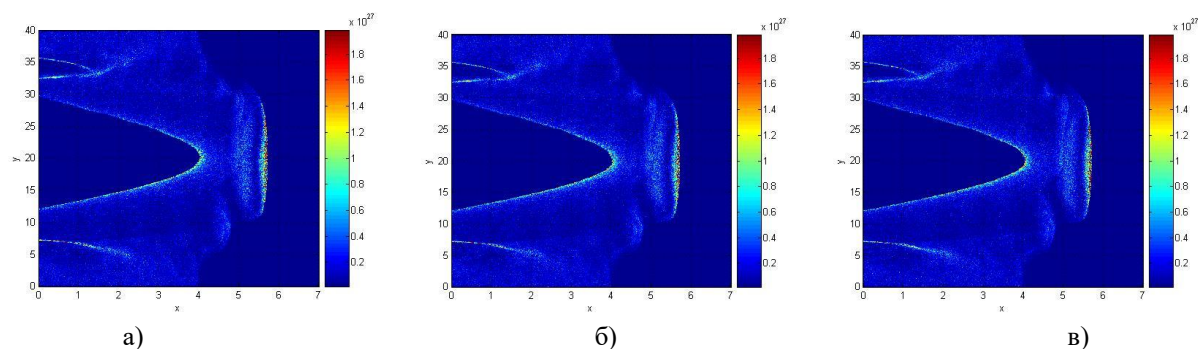


Рис. 8.3.1: Плотность двумерная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

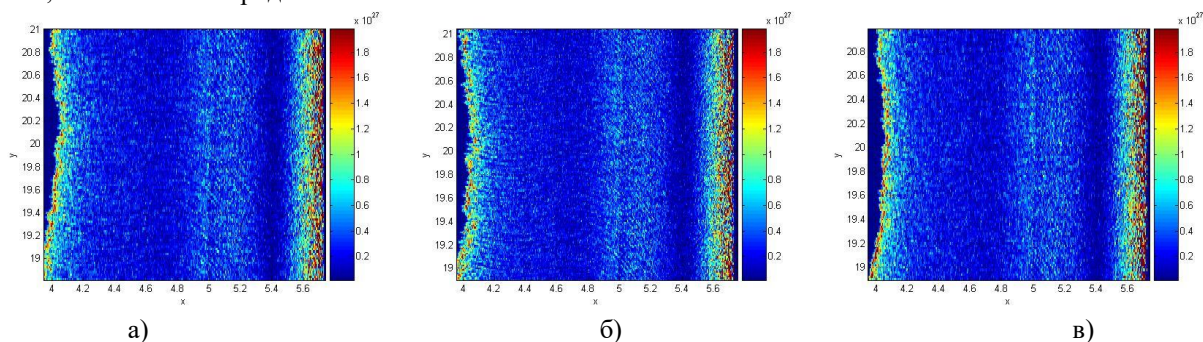


Рис. 8.3.2: Плотность двумерная отмасштабированная: а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

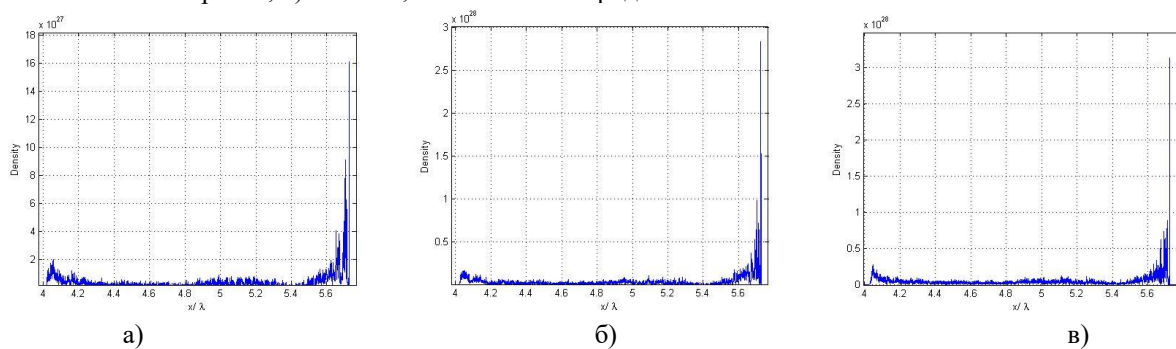


Рис. 8.4: Плотность на оси(19.875 мкм): а) на сетке без измельчения, б) на сетке, измельченной поперечно, в) на сетке, измельченной продольно.

На данный момент граница быстрых электронов пропутешествовала через всю плазму, успев стать достаточно неоднородной, чтобы её уже нельзя было рассматривать в качестве зеркала. При этом результаты на неизмельченной сетке уже совсем явно отличаются от результатов на сетках измельченных - особенно по концентрации электронов на границе сгустка (сгусток непригоден для отражения если релятивистская граница слишком тонкая). Однако, если обратить внимание на отмасштабированные координаты электронов на измельченной поперечно сетке, можно заметить численные шумы в виде неоднородных горизонтальных «полос», в то время как на измельченной продольно сетке эти шумы отсутствуют.