

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
(НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)

Физический факультет

Выпускная квалификационная бакалаврская работа

Кафедра физики плазмы
(название кафедры)

Туев Петр Викторович
(фамилия, имя, отчество студента)

Название работы:

Влияние неоднородности плотности плазмы на захват электронов кильватерной
волной в эксперименте AWAKE

Научный руководитель:

д-р физ.-мат. наук Лотов Константин Владимирович
(звание, фамилия, имя, отчество, роспись)

Оглавление

1	Введение	2
2	Истечение газа	4
3	Численное моделирование	6
4	Результаты моделирования	8
5	Заключение	13

1: Введение

В плазме могут протекать разнообразные процессы, начиная от формирования различных волн до термоядерного синтеза [1]. Это состояние вещества является интереснейшим объектом для исследований. Исследования проводятся во многих направлениях: воздействие плазмы на материалы, её удержание с целью создания термоядерного реактора и даже ускорение заряженных частиц. Плазма представляет собой частично или полностью ионизованное вещество. В таком состоянии оно может выдерживать крайне высокие напряженности электрического поля, на 2-3 порядка превышающие пробойное напряжение в традиционных ускорительных системах. Однако это поле не является бесконечным и ограничено сверху величиной $E_{max} = \sqrt{4\pi n_0 m_e c^2}$, где n_0 - невозмущенная плотность плазмы, m_e - масса электрона, c - скорость света в вакууме.

Одно из важнейших свойств плазмы - это квазинейтральность, т.е. ионы и электроны располагаются таким образом, что средняя плотность заряда равна нулю. Значит, среднее электрическое поле во всем объеме равно нулю. С другой стороны, в плазме возможно существование огромного разнообразия волн, наиболее простой из которых является ленгмюровская волна. Это колебания электронов возле положения равновесия с частотой $\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 e^2 / m_e}$, называемой плазменной частотой, где e - заряд электрона. В плазме есть области повышенной и пониженной концентрации электронов, создается разделение заряда и, как следствие, возникают электрические поля. Концентрация электронов осциллирует с плазменной частотой, и возможна ситуация, когда летящий через плазму ступок заряженных частиц будет попадать в одну и ту же фазу волны в разных точках пространства. Тогда возможен эффективный обмен энергией между волной и частицей.

Ленгмюровскую волну можно возбудить при помощи объекта (драйвера), распространяющегося сквозь плазму. Драйвером может быть пучок заряженных частиц или лазерный импульс. Для возбуждения волны он должен быть компактным или иметь хотя бы один резкий край [2]. Характерная длина нарастания плотности должна быть много меньше, чем плазменная длина волны $\lambda_p = 2\pi c / \omega_p$. Драйвер возбуждает и раскачивает волну, после чего её можно использовать для ускорения заряженных частиц. Это основная концепция плазменного кильватерного ускорения.

В мире наблюдается большой интерес к исследованию данного явления. Проведено множество экспериментов, где в качестве драйвера использовался лазерный импульс [3, 4]. В меньшей степени проводились исследование возбуждения кильватерной волны с помощью электронного пучка [5, 6]. И сейчас идет подготовка первого эксперимента, где в качестве драйвера выступят протоны. Это международный проект AWAKE [2, 7–10].

В этом проекте в качестве драйвера выступит протонный пучок с синхротрона

SPS, который является предускорителем для Большого Адронного Коллайдера. Это исследовательский проект, направленный на изучении самомодуляционной неустойчивости протонного пучка в плазме и возможности использования модулированного пучка для ускорения электронов. Освоение этой техники позволит в будущем получать электроны крайне высоких энергий, что затруднительно с использованием классических ускорителей.

Особенность использования в качестве драйвера протонного пучка в том, что он имеет протяженность в сотни раз превышающую плазменную длину волны. Для развития самомодуляционной неустойчивости и эффективной раскачки волны необходимо, чтобы однородность плотности плазмы была лучше 0.2% на всей длине плазменной ячейки. Для создания плазмы в ячейке должны быть пары рубидия заданной плотности, а в синхротроне должен поддерживаться высокий вакуум. В эксперименте есть две области с различной плотностью газа, между которыми будет переходная область.

Условия эксперимента таковы, что истечение газа происходит в переходном режиме между молекулярным и гидродинамическим течениями. Расчет профиля плотности в этой области параметров сильно затруднен, сейчас идет активное исследование численных методов, способных достоверно рассчитывать такие течения. В первой части работы рассмотрен эксперимент по измерению эволюции профиля плотности после открытия клапана. Сделаны оценки размера неоднородности плотности для проекта AWAKE.

Основным инструментом исследования плазменного кильватерного ускорения является численное моделирование. Во второй части работы представлено исследование влияния неоднородности на захват электронов кильватерной волной, выполненное при помощи программы `lcode` [11], разработанной в ИЯФ СО РАН Лотовым К.В. и Соседкиным А.П.. Проведено моделирование взаимодействия протонного пучка с плазмой для различных размеров неоднородности, и найдены области захвата электронов. Все теоретические формулы написаны в системе СГСЭ.

2: Истечение газа

Для разделения областей с разной плотностью газа планируется использовать клапан. Для измерения профиля плотности при его открытии был собран экспериментальный стенд в институте общества Макса Планка в Мюнхене. Его принципиальная схема представлена на рис.2.1. В ходе экспериментов измерялось давление газа, которое линейно связано с его плотностью.

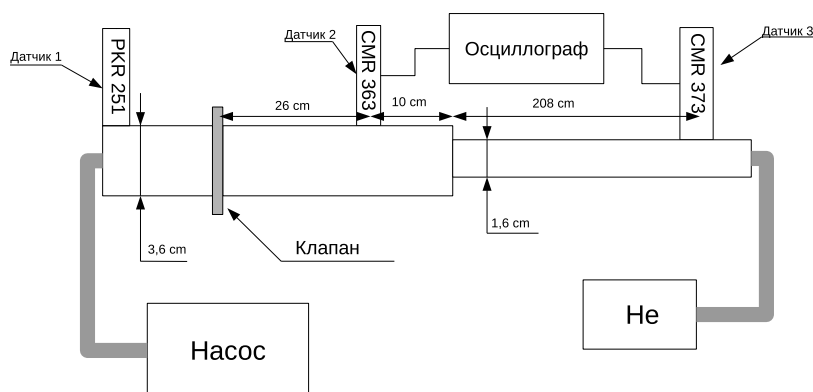


Рис. 2.1: Схема эксперимента

Две области были разделены клапаном, с одной стороны напускался гелий, давление которого изменялось в различных измерениях, а с другой поддерживался вакуум. При открытии клапана в правую область распространялась волна разрежения, которая измерялась при помощи емкостных датчиков 2 (СМР 363) и 3 (СМР 373) [12]. Сигнал с датчиков записывался при помощи осциллографа. В ряде измерений датчик 3 передвигался на 1 метр левее, что позволяло получить три опорные точки для восстановления профиля давления. В таком случае датчик 2 использовался для синхронизации данных в ходе двух различных измерений с одинаковыми начальными параметрами. Режим истечения газа характеризуется безразмерным параметром $K_n = \lambda/L$ - число Кнудсена, где λ - длина свободного пробега атома газа, L характерный размер сосуда. Давление гелия выбиралось из тех соображений, чтобы это число было близко к параметрам эксперимента AWAKE. Датчик 3 работал в широком диапазоне давлений и служил для контроля работы откачки. При помощи дополнительных соединительных труб объем слева был сделан больше, чем объем справа.

Основная задача данного эксперимента - определить реакцию газа на открытие клапана и оценить параметры неоднородности плотности в эксперименте AWAKE. Пример полученного профиля давления газа представлен на рис. 2.2. Размер переходной области растет со временем и уже после 100 мс может превышать 2 м. На рис. 2.2 давление измеряется в мВ - сигнал с датчиков. Амплитуда этого сигнала линейно зависит от давления.

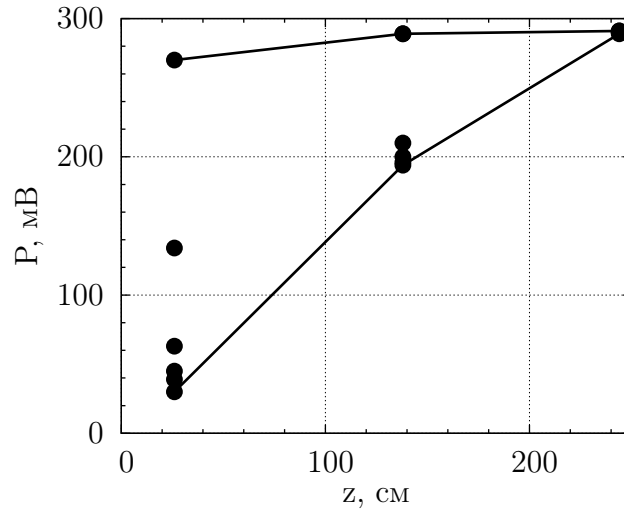
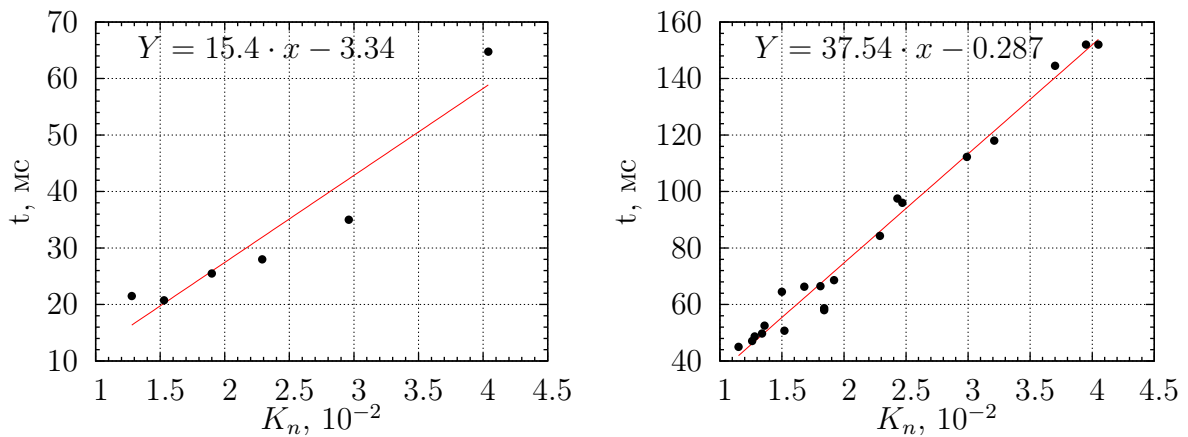


Рис. 2.2: Зависимость давления газа от продольной координаты в разные моменты времени после открытия клапана; начальное давление гелия 0.4 мбар; время между точками - 20 мс; верхняя линия соответствует времени 0, а нижняя - времени 100 мс



а) Расстояние между датчиками 118 см б) Расстояние между датчиками 218 см

Рис. 2.3: Зависимость времени распространения волны разряжения от датчика 2 до датчика 3 от числа Кнудсена

На рис. 2.3 представлены графики зависимости задержки по времени между падением давления на 2% на датчике 2 и датчике 3 от числа Кнудсена для различного положения датчика 3. Эти зависимости аппроксимированы линией.

Опираясь на эти зависимости, можно оценить размер переходной области для проекта AWAKE. Задержка между началом открытия клапана и влетом протонного пучка предполагается 10 мс, а $K_n = 0.11$. Учитывая то, что атомы рубидия медленнее атомов гелия, для которого проводились измерения, в 3 раза, и считая зависимость скорости роста неоднородности от скорости атомов газа линейной. Кроме того, требуемая однородность плотности должна быть лучше 0.2%. В результате размер неоднородности в проекте AWAKE будет составлять 23 см.

3: Численное моделирование

В плазменном кильватерном ускорении большую роль играет численное моделирование. В мире не столь большой выбор кодов, способных справиться с этой задачей. Для построения моделей часто используют PIC коды общего назначения, но они требуют огромных вычислительных мощностей. В качестве инструмента использовалась программа lcode, разработанная в ИЯФ СО РАН Лотовым К.В. и Соседкиным А.П. специально для моделирования взаимодействия релятивистских пучков с плазмой в рамках квазистатического приближения [11]. Она позволяет сократить требуемые вычислительные мощности в тысячи раз, при времени вычисления от нескольких недель (последовательный счет), до нескольких часов (параллельный счет).

В коде предусмотрена возможность работать в цилиндрической или декартовой системе координат. Из-за симметрии задачи использовалась цилиндрическая система координат, где ось z направлена вдоль пучка и отсчитывается от входа в плазму, также использовалась сопутствующая координата $\xi = z - ct$, отсчитываемая от головы пучка. Все размерные величины в коде нормируются: длина на c/ω_p , время на ω_p^{-1} , скорость на c , масса на m_e , а плотность на n_0 .

Для задания параметров используется конфигурационный файл, представляющий собой текстовый файл, в который записываются начальные условия задачи и служебные команды для кода. На начальном этапе работы в программе lcode не было предусмотрено задание продольного профиля плазмы, в связи с этим пришлось написать оболочку для этих целей. Это несколько тормозило работу кода, и вычисления могли занимать 2-3 недели. Через некоторое время эта функция была добавлена в программу, как и распараллеливание вычислений, что позволило сократить время счета до пары дней. Другая сложность связана с необходимостью использования переменного шага вычислений. Это было учтено в оболочке: lcode запускался с переменным шагом автоматически. С переходом на параллельную версию производилось несколько запусков вручную.

Модель эксперимента состоит в следующем. Есть плазменный шнур однородный в сечении и имеющий распределение плотности вдоль координаты z . В него соосно влетает длинный протонный пучок, который там модулируется и раскачивает ленгмюровскую волну. На определенном расстоянии от головы пучка инжектируются электроны, часть которых захватывается и ускоряется волной. Параметры задачи соответствуют проекту AWAKE [7].

Как видно из предыдущей главы, ожидается рост размера области неоднородности со временем. Решено исследовать влияние различных длин переходной области и провести моделирование с набором профилей плотности, где $n = 1 - e^{-z/L_0}$, с различным значением параметра L_0 , который характеризует длину переходной области. Выбор данного профиля обусловлен тем фактом, что можно подобрать параметр L_0

таким образом, что он будет приближен к измеренному распределению плотности газа.

Для исследования влияния неоднородности на захват электронов в волну проводилось моделирование их поведения для различных начальных параметров инжекции. Решено было сузить количество переменных величин, опираясь на оптимальные параметры, найденные для случая резкой границы [7]. Неизменными были оставлены положение электронов относительно протонного пучка и их начальная энергия. В качестве исследуемых параметров были выбраны поперечный импульс P_r и начальное положение по радиусу r . Область в пространстве (ξ, P_r, r) равномерно заполнялась пробными электронами и проводилось численное моделирование их взаимодействия с системой протонный пучок - плазма.

Задача моделирования состоит в определении влияния неоднородности плотности плазмы на ускоряющие поля и на захват электронов в волну. В следующей главе представлены результаты и их анализ.

4: Результаты моделирования

Основными результатами являются обнаруженные зависимости ускоряющего поля и распределения захваченных частиц по энергиям от размеров неоднородности плазмы. Безразмерные величины были пересчитаны в размерные.

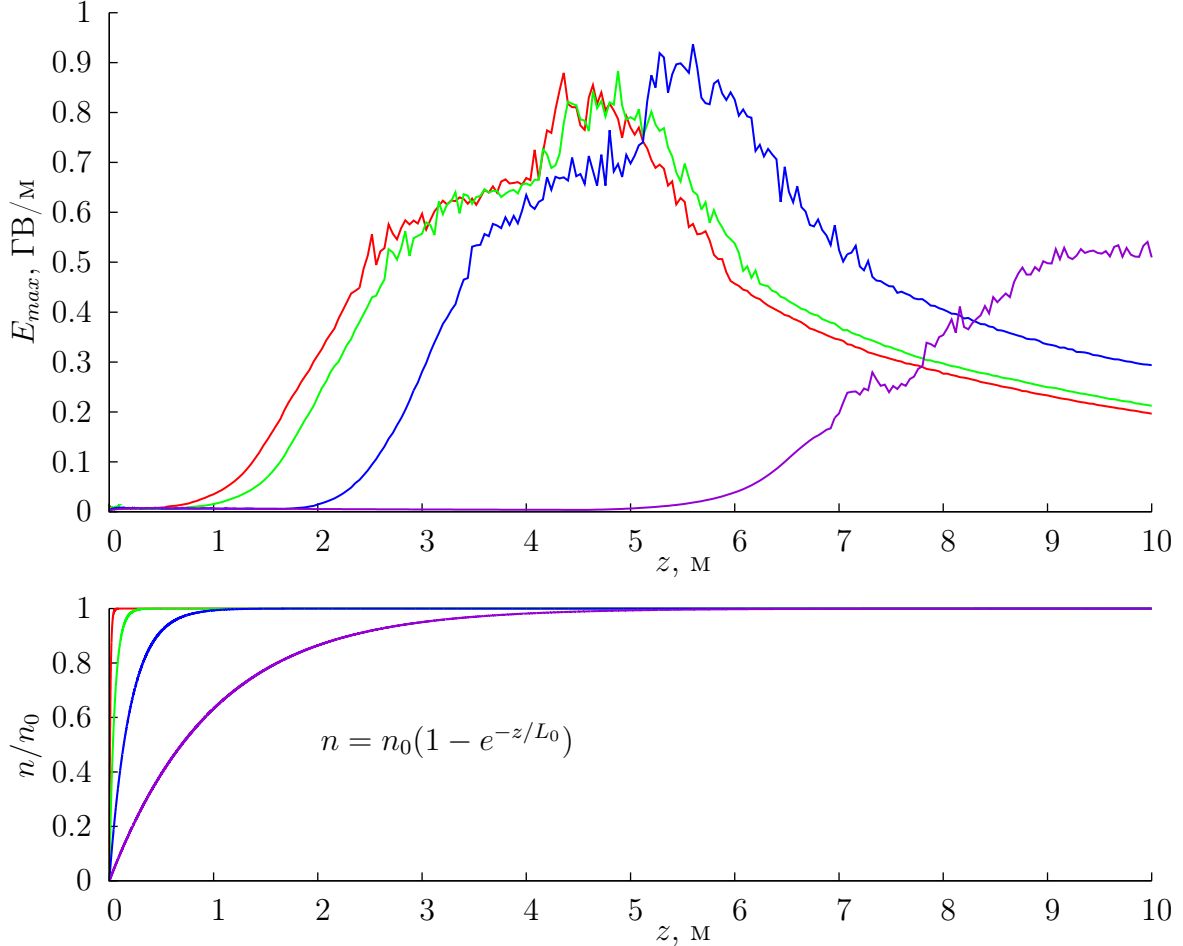


Рис. 4.1: Зависимость максимального ускоряющего поля от продольной координаты z для различных размеров неоднородности и профили плотности плазмы; $L = 1, 5, 20, 100$ см для красного, зеленого, синего и фиолетового цветов, соответственно

На рис. 4.1 показана зависимость максимального ускоряющего поля от продольной координаты z для различных размеров неоднородности плазмы. Как можно заметить, с увеличением длины неоднородности плазмы максимум поля сдвигается. Для развития самомодуляционной неустойчивости необходимо, чтобы плазменная длина волны была неизменна при продвижении пучка вглубь. Тогда возможно резонансное взаимодействие между протонами и плазмой, плазма нарезает пучок на сгустки нужной длины, порядка λ_p , которые эффективно передают свою энергию волне [2]. Положение точки, где выполняется это условие, сдвигается с увеличением

параметра L_0 .

Стоит отметить, что величина поля не зависит от длины неоднородности плазмы. Область нарастания плотности в начале секции не портит протонный пучок. Она влияет только на положение начала модуляции пучка, которая происходит позже с увеличением её длины. Если размер менее 1-2 метров, то это не является серьезной проблемой для эксперимента. По-прежнему возможно ускорение электронов до энергий порядка 2 ГэВ, чего достаточно для регистрации и изучения физики явления.

Другой вопрос, захватятся ли электроны волной? На рис. 4.2 представлена зависимость конечной энергии электрона от его положения на входе, $\alpha = \arctg(-P_r/P_z)$ - угол влета частицы, r_p - радиус плазменного шнура.

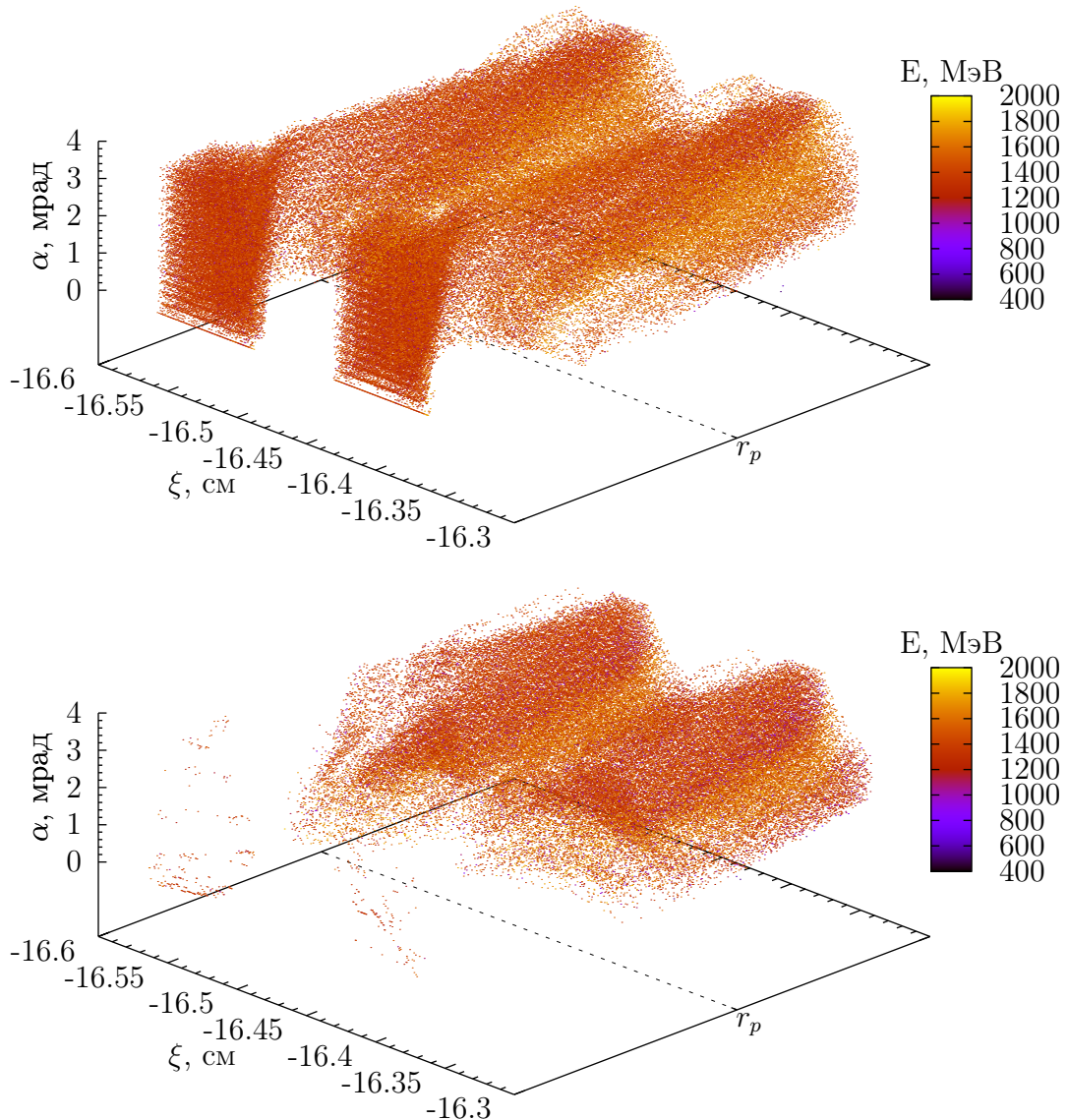


Рис. 4.2: Зависимость конечной энергии электронов от их начального положения; верхний график для $L = 0.2$ см, нижний для $L = 5$ см; на входе в плазму электроны равномерно заполняли область: -16.59 см $< \xi < -16.34$ см, $0 < \alpha < 4$ мрад, $r < 2 \cdot r_p$

Для короткой длины неоднородности есть две области захвата электронов, в плазме и за её пределами, но с увеличением длины область захвата в плазме пропадает. Кроме того, видна волновая структура по координате ξ , размер между двумя областями захвата по этой координате соответствует плазменной длине волны для $n_0 = 7 \cdot 10^{14}$. Это показывает, что половина длины волны соответствует фокусирующей фазе, а половина - дефокусирующей.

Исчезновение области захвата в плазме можно объяснить эффектом плазменной линзы. При изменении плотности также меняется плазменная длина волны. Значит, на одинаковом расстоянии от головы пучка с ростом плотности плазмы частицы будут попадать в разную фазу волны. В среднем, такая волна не может оказывать постоянного воздействия на заряженные частицы. Поэтому электроны не могут быть захвачены в эту волну, и на них будет действовать медленная компонента поля от протонного пучка, которая их дефокусирует.

У ультрарелятивистского пучка заряженных частиц радиальное электрическое поле, создаваемое зарядами, равно азимутальной компоненте магнитного поля, создаваемого током этого пучка [13, стр.132]. В вакууме радиальная сила $F = q(E_r - B_\varphi)$, действующая на ультрарелятивистскую частицу с зарядом q со стороны пучка, равна нулю. Однако, плазма разрушает эту компенсацию. На рис. 4.3 показана дефокусирующая сила, действующая на электроны со стороны протонного пучка в плазме, в зависимости от радиуса.

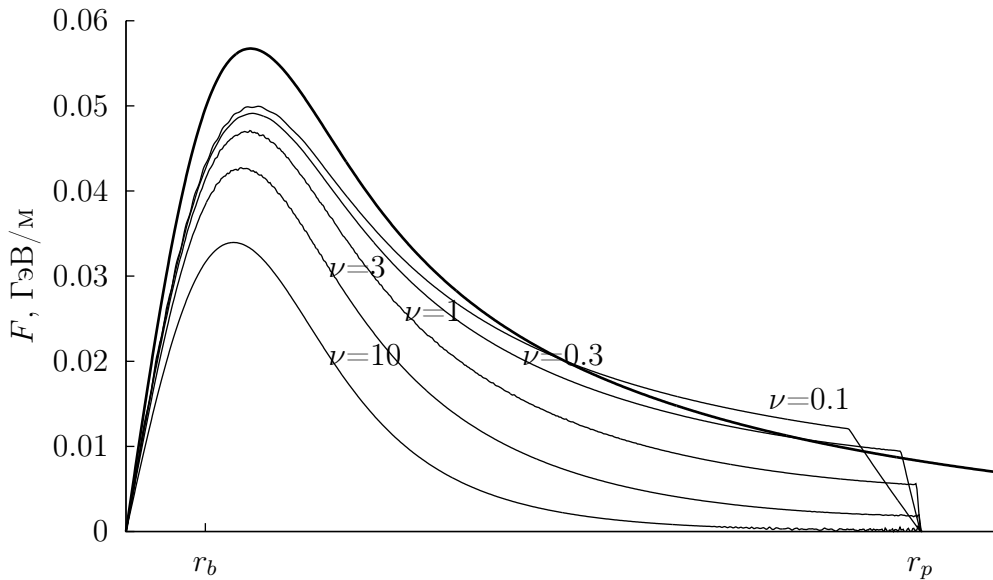


Рис. 4.3: Зависимость дефокусирующей силы $F = -e(E_r - B_\varphi)$, действующей на электроны, от радиуса для различных соотношений ν плотности плазмы к плотности пучка; толстая линия - сила $F = eB_\varphi$, действующая на электроны в вакууме, для определения шкалы

Одно из главных свойств плазмы - квазинейтральность. Если поместить в плазму заряд, то её частицы выстроятся таким образом, чтобы максимально экранировать его. Кроме того, в плазме существует токовая компенсация. При прохождении пучка

заряженных частиц через плазму в ней потечет ток, обратный току пучка. Эти два явления имеют разную эффективность. Заряд пучка почти полностью экранируется, тогда как его ток - нет. Электроны плазмы не могут разогнаться до скорости света, и поэтому токовая компенсация не носит локальный характер, и мы наблюдаем ненулевую дефокусирующую силу. Тогда на электроны, которые мы хотим ускорить, в плазме действует радиальная сила, выталкивающая их из приосевой области.

Интересно заметить, что эти два эффекта взаимосвязаны таким образом, что за пределами плазмы $E_r = B_\varphi$. Для объяснения этого явления рассмотрим следующую задачу. Пусть есть плазменный шнур, в который соосно влетает пучок протонов. Плотность пучка протонов нарастает достаточно плавно, чтобы не было возбуждения волны. Внешних электрических и магнитных полей нет. Движением ионов пренебрегаем. Вдали от пучка плазма однородная $n_i = n_e = n_0$, где n_e - плотность электронов, n_i - плотность ионов. Схематическое изображение условий задачи представлено на рис. 4.4.

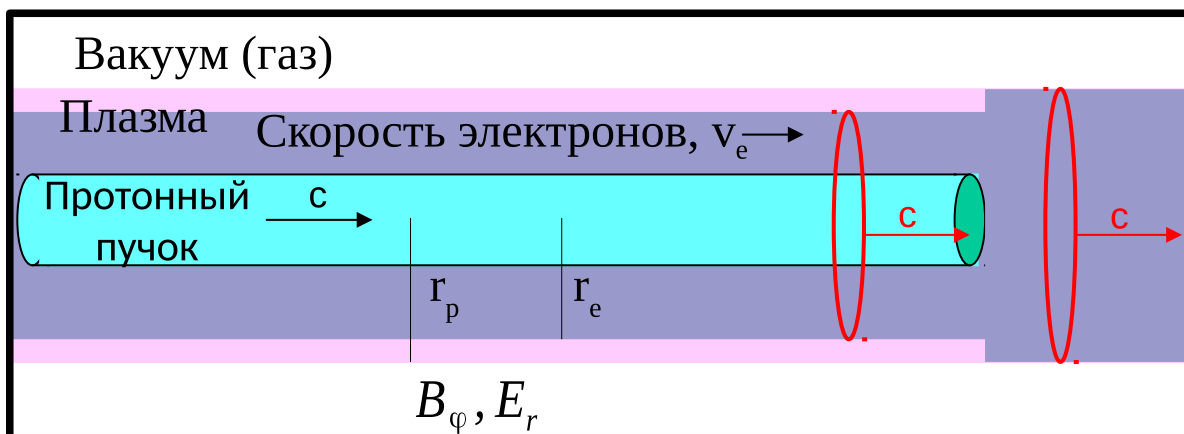


Рис. 4.4: Постановка задач; система имеет цилиндрическую симметрию; фиолетовый цвет - электроны, розовый - ионы

Электроны плазмы стягиваются к центру, пытаясь компенсировать заряд протонов. При малой плотности плазмы возможно ситуация, когда у края плазмы электронов не останется, образуется обратный ионный канал. Помимо этого, электроны разгоняются, пытаясь компенсировать ток пучка, и приобретают направленную скорость v_e . Запишем E_r и B_φ , создаваемые такой системой за границей плазмы, n_b - плотность частиц в пучке:

$$E_r = \frac{4\pi e}{r} \left(\int_0^{r_p} n_0 r dr + \int_0^r n_b r dr - \int_0^{r_e} n_e r dr \right), \quad (4.1)$$

$$B_\varphi = \frac{4\pi e}{rc} \left(\int_0^r c n_b r dr - \int_0^{r_e} v_e n_e r dr \right). \quad (4.2)$$

Рассмотрим другую систему координат, где $\xi = z - ct$ является продольной координатой. Поток вещества через сечения, обозначенные на рис. 4.4 красными кольцами,

должен сохраняться. Запишем закон сохранения потока электронов:

$$\int_0^{r_p} n_0 c r dr = \int_0^{r_e} (c - v_e) n_e r dr. \quad (4.3)$$

Если приравнять 4.1 к 4.2, то мы получим следующее равенство:

$$\int_0^{r_p} n_0 r dr - \int_0^{r_e} n_e r dr = - \int_0^{r_e} v_e / c n_e r dr, \quad (4.4)$$

это закон сохранения потока электронов 4.3, переписанный в другом виде. Это означает, что вне плазмы $E_r = B\varphi$ независимо от её плотности, плотности пучка или его радиального профиля.

Необходимо отметить, что с ростом длины неоднородности теряется возможность использовать области захвата внутри плазмы. Однако, область захвата вне плазмы пригодна для ускорения частиц и может быть использована в эксперименте.

5: Заключение

В ходе выполнения работы были получены следующие результаты:

- Экспериментально измерены параметры переходной области при открытии клапана, что позволило определить параметры задачи численного моделирования.
- Обнаружено, что область неоднородности в начале плазменной секции сдвигает точку достижения максимального ускоряющего поля, но не уменьшает его амплитуду.
- Проведено моделирование захвата электронов в плазму с плавным нарастанием плотности. Идентифицированы и объяснены области захвата электронов в фазовом пространстве начальных координат и импульсов. Показана возможность использования областей, лежащих за границей плазменного шнура, для ускорения.

Литература

1. Ключарев А.Н., Мишаков В.Г. и Тимофеев Н.А. *Введение в физику низкотемпературной плазмы*. СПбГУ, 2008.
2. A. Caldwell and K. V. Lotov. Plasma wakefield acceleration with a modulated proton bunch. *Physics of Plasmas* 18, 103101, 2011.
3. E. Esarey, C. B. Schroeder, and W. P. Leemans. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Reviews of Modern Physics*, volume 81, july–september, 2009.
4. D. A. Jaroszynski, R. Bingham, and R. A. Cairns. *Laser-Plasma Interactions*. CRC Press, 2009.
5. Ian Blumenfeld, Christopher E. Clayton, Franz-Josef Decker, and Mark J. Hogan et al. Energy doubling of 42 gev electrons in a metre-scale plasma wakefield accelerator. *Nature* 445, 741-744, 2007.
6. M. Litos, E. Adli, W. An, C. I. Clarke, C. E. Clayton nad S. Corde, J. P. Delahaye, and A. Caldwell et al. High-efficiency acceleration of an electron beam in a plasma wakefield accelerator. *Nature* 515, 92–95, 2014.
7. K. V. Lotov, A. P. Sosedkin, A. V. Petrenko, L. D. Amorim, J. Vieira, R. A. Fonseca, L. O. Silva, E. Gschwendtner, and P. Muggli. Electron trapping and acceleration by the plasma wakefield of a self-modulating proton beam. *Physics of Plasmas* 21, 123116, 2014.
8. R. Assmann, R. Bingham, T. Bohl, C. Bracco, B. Buttenschon, A. Butterworth, and A. Caldwell et al. Proton-driven plasma wakefield acceleration: a path to the future of high-energy particle physics. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 56, 084013, 2011.
9. G. Xia, A. Caldwell, and P. Muggli. Future colliders based on a modulated proton bunch driven plasma wakefield acceleration. *arXiv:1205.6979*, 2012.
10. A. Pukhov, T. Tuckmantel, N. Kumar, A. Upadhyay, K. Lotov, V. Khudik, C. Siemon, G. Shvets, and P. Muggli. Principles of self-modulated proton driven plasma wake field acceleration. *AIP Conference Proceedings* 1507, 103, 2012.
11. <http://www.inp.nsk.su/~lotov/lcode>.
12. <http://www.pfeiffer-vacuum.com/>.
13. Ландау Л.Д. и Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Том 2. Теория поля*. ФИЗМАТЛИТ, 2003.