

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ
«БЕЛГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»
(Н И У « Б е л Г У »)

ИНСТИТУТ ИНЖЕНЕРНЫХ И ЦИФРОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И МАТЕМАТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

**Моделирование движения заряженных частиц в открытой ловушке с
магнитными зеркалами**

Выпускная квалификационная работа
обучающегося по направлению подготовки 03.03.02 Физика
очной формы обучения, группы 12001515
Пятигора Артема Дмитриевича

Научный руководитель:
к. ф.-м. н., доцент
Тарновский А. И.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	3
Глава 1. ДВИЖЕНИЕ ГРУППЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВО ВНЕШНЕМ НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ.....	5
1.1. Движение заряженных частиц в магнитном поле.....	5
1.2. Поле магнитной ловушки.....	7
1.3. Описание системы взаимодействующих заряженных частиц.....	14
1.4. Численное интегрирование уравнений движения.....	17
Глава 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА УДЕРЖАНИЯ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ ОТКРЫТОГО ТИПА.....	19
2.1. Описание моделируемой установки.....	19
2.2. Моделирование движения заряженных частиц в магнитной ловушке.....	21
Заключение.....	27
Список литературы.....	28

ВВЕДЕНИЕ

Открытые ловушки – это разновидность магнитных ловушек для удержания плазмы в объёме пространства, ограниченном в направлении вдоль силовых линий магнитного поля. В отличие от замкнутых ловушек, таких как токамаки и стеллараторы, имеющих форму тороида, для открытых ловушек характерная геометрия линейна.

Открытые ловушки имеют ряд преимуществ по сравнению с замкнутыми: простота конструкции, более эффективное использование энергии магнитного поля, проще решается проблема удаления из плазмы тяжёлых примесей, множество разновидностей открытых ловушек могут работать в полностью стационарном режиме. Несмотря на перечисленные достоинства, открытые ловушки обладают рядом недостатков, среди которых большие потери вдоль силовых линий магнитного поля, МГД и кинетическая неустойчивости, маленький коэффициент плазменного усиления, охлаждение плазмы из-за контакта с торцом.

Пробкотрон – исторически первый тип открытой ловушки, предложенный в начале 1950-х годов независимо Г. И. Будкером и Р. Постом. Участки сильного магнитного поля на концах этой ловушки предотвращают утечку заряженных частиц из объема ловушки, поэтому их называют магнитными пробками или зеркалами.

В последующие годы, не смотря на превосходство замкнутых ловушек, было создано множество модификаций магнитных ловушек открытого типа, которые как часть включали в себя классический пробкотрон. Так, например, в 1971 году Г. И. Будкером, В. В. Мирновым и Д. Д. Рютовым была предложена идея многопробочной ловушки, которая представляла собой цепочку пробкотронов, вплотную приставленных друг к другу [5]. Такая конструкция позволяла решить проблему кинетической неустойчивости плазмы. Дальнейшее усовершенствование открытых систем привело к созданию таких типов магнитных ловушек как амбиполярная, газодинамическая и антипробкотрон [5].

Актуальность работы:

В связи с серьезным усложнением конструкции замкнутых ловушек, в настоящее время вновь возникает интерес к использованию модифицированных ловушек открытого типа [6, 7], которые предполагается использовать не только в качестве экспериментальных установок для изучения физики плазмы, но и разработки на их базе прототипа термоядерного реактора [7].

Целью настоящей работы является исследование процесса удержания системы заряженных частиц в магнитной ловушке открытого типа с магнитными пробками (зеркалами).

В соответствии с поставленной целью, в работе решались следующие задачи:

1. Изучить основные подходы к удержанию заряженных частиц с помощью магнитных ловушек открытого типа.
2. Разработать процедуру моделирования движения системы заряженных частиц во внешнем электромагнитном поле открытой ловушки с магнитными зеркалами.
3. Исследовать влияние параметров магнитной ловушки на время удержания заряженных частиц в зависимости от их характеристик.

ГЛАВА 1. ДВИЖЕНИЕ ГРУППЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВО ВНЕШНЕМ НЕОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ.

1.1. Движение заряженных частиц в магнитном поле.

На заряженную частицу, движущуюся в магнитном поле, действует сила Лоренца:

$$\mathbf{F}_л = q[\mathbf{v}, \mathbf{B}] \quad (1.1)$$

где q – электрический заряд частицы, \mathbf{v} – вектор скорости частицы, \mathbf{B} – вектор магнитной индукции. Направление силы определяется векторным произведением скорости и магнитной индукции, поэтому сила Лоренца всегда действует перпендикулярно направлению движения частицы и вынуждает ее двигаться по окружности, радиус которой может быть найден по формуле

$$r = \frac{mv_{\perp}}{qB} \quad (1.2)$$

где m — масса частицы, v_{\perp} поперечная (по отношению к магнитному полю) составляющая скорости, B — модуль напряженности магнитного поля.

При движении во внешнем неоднородном магнитном поле в сторону его увеличения возможно отражение частицы, связанное с адиабатической инвариантностью величины

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2B}, \quad (1.3)$$

которая имеет смысл магнитного момента ларморовской окружности. Точность сохранения μ тем выше, чем меньше ларморовский радиус частицы, по сравнению с характерным масштабом изменения магнитного поля. В случае, когда ларморовский радиус частицы меньше характерного масштаба изменения магнитного поля хотя бы в 5-6 раз, величину μ можно считать интегралом движения [4].

Пользуясь законом сохранения энергии

$$\varepsilon = \frac{m(v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2)}{2} = const \quad (1.4)$$

можно с помощью (1.3) получить соотношение, определяющее изменение продольной скорости частицы при ее движении вдоль силовой линии:

$$\frac{mv_{\parallel}^2}{2} = \varepsilon - \mu B(z) \equiv \varepsilon - U(z) \quad (1.5)$$

где z — координата, отсчитываемая вдоль силовой линии. Функция $U(z)$ имеет смысл эффективной потенциальной энергии продольного движения.

Поскольку ε и μ не зависят от времени, условие удержания частицы в ловушке, очевидно, состоит в том, чтобы максимум $U(z)$ был больше ε чтобы выполнялось условие:

$$\varepsilon - \mu B_{max} < 0, \quad (1.6)$$

где B_{max} — максимальное значение индукции магнитного поля.

Если обозначить индексом «0» значения всех величин в середине пробкотрона на однородном участке магнитного поля, то условие (1.6) можно записать в виде:

$$\frac{v_{\perp 0}^2}{v_{\perp 0}^2 + v_{\parallel 0}^2} > \frac{B_0}{B_{max}} \quad (1.7)$$

Входящее сюда отношение

$$R = \frac{B_{max}}{B_0}$$

принято называть пробочным отношением. Обозначая через θ_0 угол между вектором скорости частицы и магнитным полем на однородном участке, можно придать условию (1.7) следующую форму:

$$\theta_0 > \arcsin R^{-1/2} \quad (1.8)$$

Неравенства (1.7) и (1.8) показывают, что в пространстве скоростей область, из которой теряются частицы, представляет собой конус с осью, параллельной магнитному полю (рис.1).

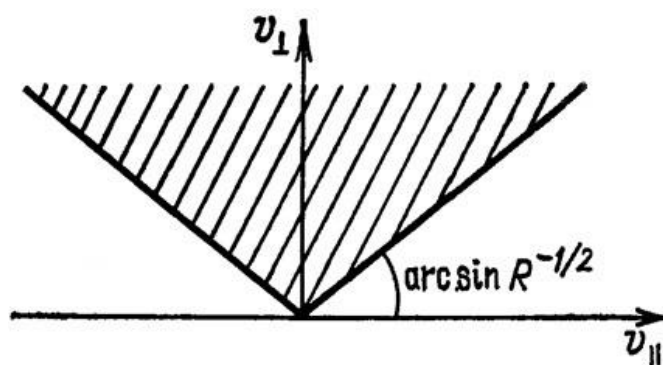


Рис. 1. Область удержания в пространстве скоростей (заштрихована).

Этот конус называют «конусом потерь» [4]. Частицы, лежащие вне конуса потерь, совершают колебания между пробками и в условиях, обеспечивающих достаточно точное выполнение условия $\mu = const$, удерживаются в ловушке практически неограниченно долго. Потери этих частиц из ловушки связаны только с их рассеянием друг на друге, которое приводит к изменению угла частиц и, в конечном итоге, к попаданию вектора скорости частиц в конус потерь.

1.2. Поле магнитной ловушки.

Магнитное поле, создаваемое в ловушках открытого типа, имеет неоднородную структуру. В связи с этим, для его определения на практике часто используют различные подходы, основанные на использовании численных методов.

В рассматриваемом нами случае магнитное поле формируется с помощью системы катушек с током, каждую из которых можно представить в виде набора независимых витков с током. Для определения вектора магнитной индукции, создаваемого отдельным витком радиуса R , центр которого располагается в начале координат, воспользуемся законом Био – Савара – Лапласа, который для элемента длины витка будет иметь вид:

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{[d\mathbf{l}, \mathbf{r}]}{r^3}, \quad (2.1)$$

где \mathbf{B} – вектор магнитной индукции, μ_0 – магнитная постоянная, I – сила тока, $d\mathbf{l}$ – вектор элемента контура вдоль которого течет ток, \mathbf{r} – вектор, направленный от элемента контура к точке наблюдения. Результирующее магнитное поле витка с током будет равно суперпозиции магнитных полей всех его малых элементов.

Представим виток в виде большого числа прямолинейных участков с током, длина каждого из которых будет равна:

$$dl = 2R \sin \frac{\pi}{N} \quad (2.2)$$

где N – количество элементов dl составляющих окружность. Тогда, раскрывая векторное произведение в (2.1), получим компоненты вектора магнитной индукции поля, создаваемого отдельным элементом dl :

$$dB_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{r_z dl_y - r_y dl_z}{(r_x^2 + r_y^2 + r_z^2)^{3/2}}, \quad (2.3)$$

$$dB_y = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{r_x dl_z - r_z dl_x}{(r_x^2 + r_y^2 + r_z^2)^{3/2}}, \quad (2.4)$$

$$dB_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{r_y dl_x - r_x dl_y}{(r_x^2 + r_y^2 + r_z^2)^{3/2}}. \quad (2.5)$$

При этом проекции вектора dl на оси координат будут определяться выражениями (см. рис. 2)

$$dl_x = dl \cos \left(\frac{\pi - \alpha}{2} - \varphi \right), \quad (2.6)$$

$$dl_y = dl \sin \left(\frac{\pi - \alpha}{2} - \varphi \right), \quad (2.7)$$

$$dl_z = 0. \quad (2.8)$$

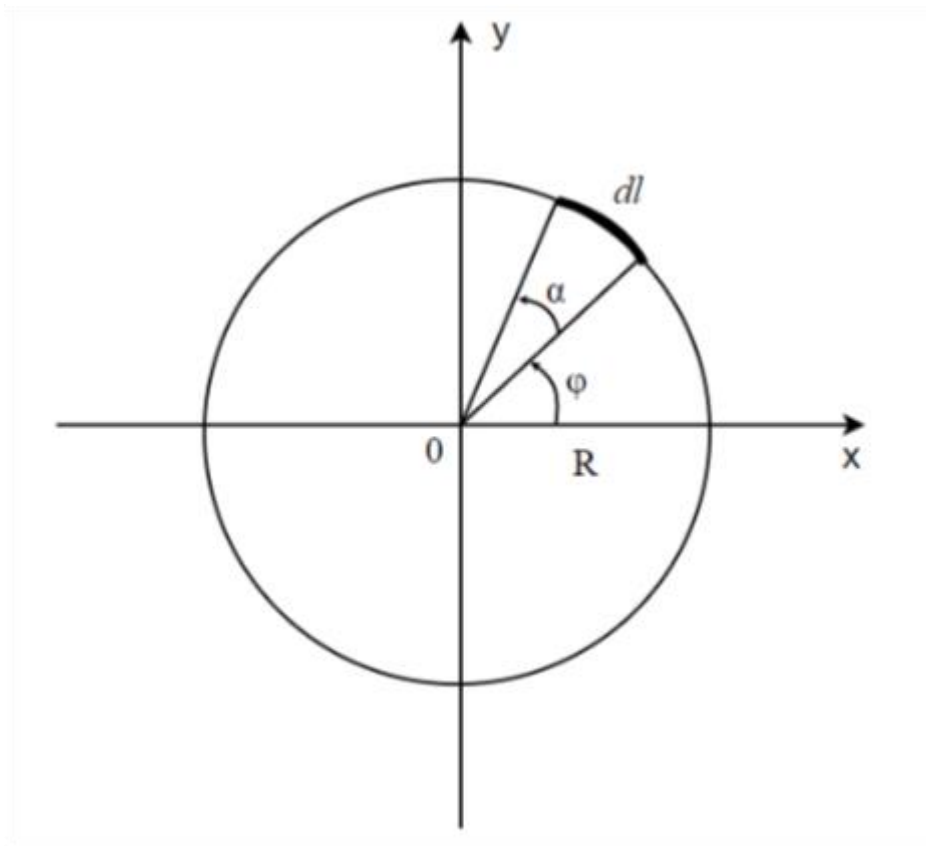


Рис. 2. Одиночный круглый виток с током радиуса R . На рисунке обозначены dl – элемент длины контура, α – вписанный угол, опирающийся на dl , φ – угол между осью абсцисс и направлением на элемент dl .

Компоненты вектора \mathbf{r} в свою очередь будут равны:

$$r_x = R \cos\left(\varphi + \frac{\alpha}{2}\right) - x_n \quad (2.9)$$

$$r_y = y_n - R \sin\left(\varphi + \frac{\alpha}{2}\right) \quad (2.10)$$

$$r_z = z_n \quad (2.11)$$

где x_n, y_n, z_n – координаты точки наблюдения.

Учитывая, что в нашем случае $dl_z = 0$, окончательно получаем:

$$dB_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{r_z dl_y}{(r_x^2 + r_y^2 + r_z^2)^{3/2}} \quad (2.12)$$

$$dB_y = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{-r_z dl_x}{(r_x^2 + r_y^2 + r_z^2)^{3/2}} \quad (2.13)$$

$$dB_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \frac{r_y dl_x - r_x dl_y}{(r_x^2 + r_y^2 + r_z^2)^{3/2}} \quad (2.14)$$

Полученные формулы позволяют определить вклад каждого малого элемента витка с током в общее магнитное поле.

Для проверки корректности полученных формул (2.12–2.14), рассчитаем магнитное поле на оси кругового контура с параметрами $R = 0.5$ м, $I = 1$ А, $N = 360$ численно и аналитически с помощью известной формулы [8]:

$$B = \frac{\mu_0 I R^2}{2(R^2 + x^2)^{3/2}}, \quad (2.15)$$

где x – расстояние на оси кругового тока от его центра до точки наблюдения.

На рисунке 3 хорошо видно, что численное и аналитическое решения совпадают с очень высокой точностью. При этом предлагаемый метод для расчета индукции магнитного поля позволяет определять ее в произвольной точке пространства и, в том числе, наглядно представлять магнитное поле в виде его силовых линий (рис.4).

Для моделирования поля ловушки с магнитными зеркалами нам понадобится вычислять магнитную индукцию множества витков с током разнесенных в пространстве вдоль оси Z , поэтому

$$r_z = z - z_c \quad (2.16)$$

где z_c – положение центра данного витка на оси Z . Благодаря такой модификации становится возможным вычислять индукцию магнитного поля системы произвольного количества круговых витков с током (например, соленоида) в любой точке пространства (см. рис.5).

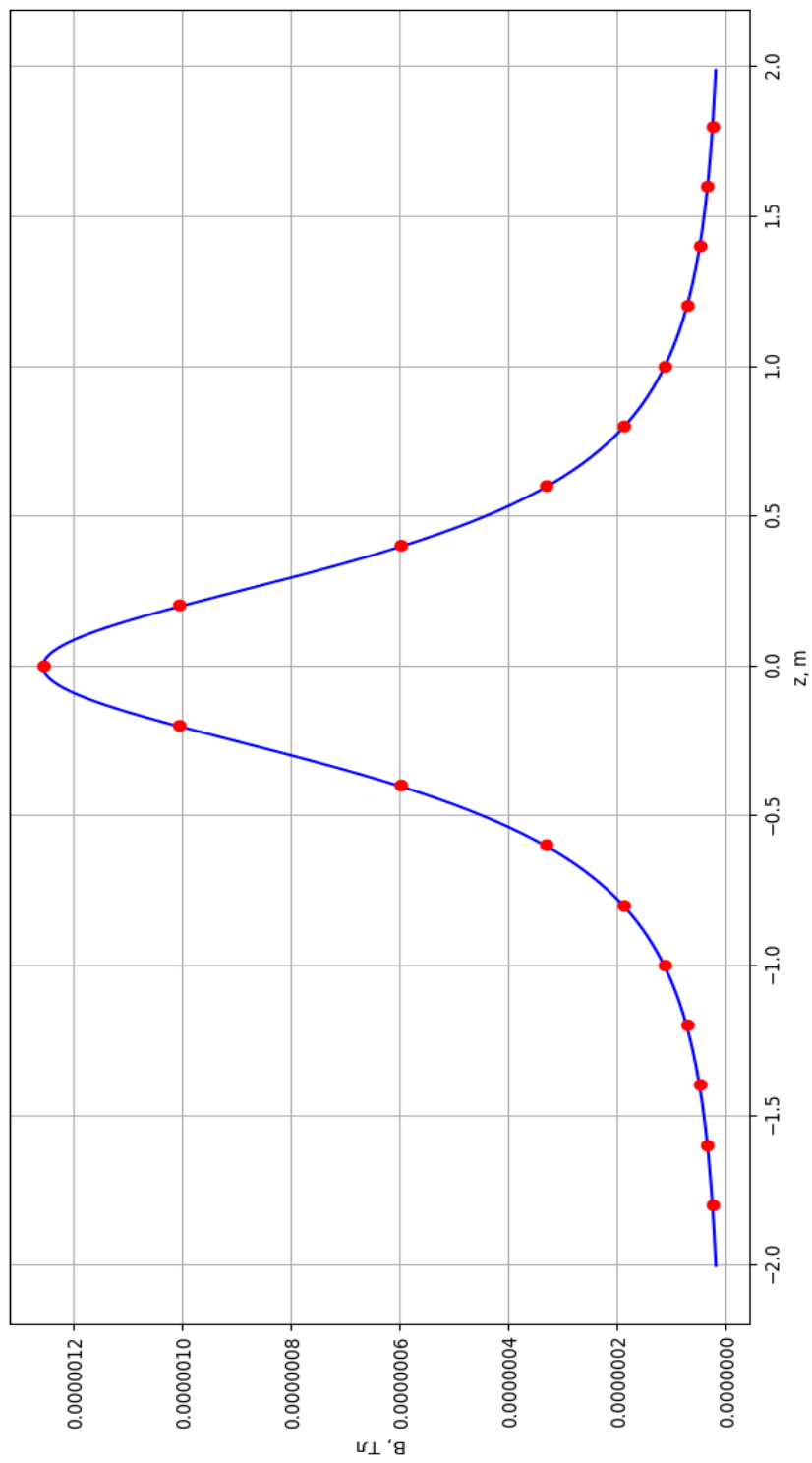


Рис. 3. Модуль индукции магнитного поля на оси кругового витка радиусом 0.5 м, через который течет ток 1 А. Красными точками обозначены значения, полученные с помощью аналитической формулы (2.15), синяя кривая – результат численного моделирования.

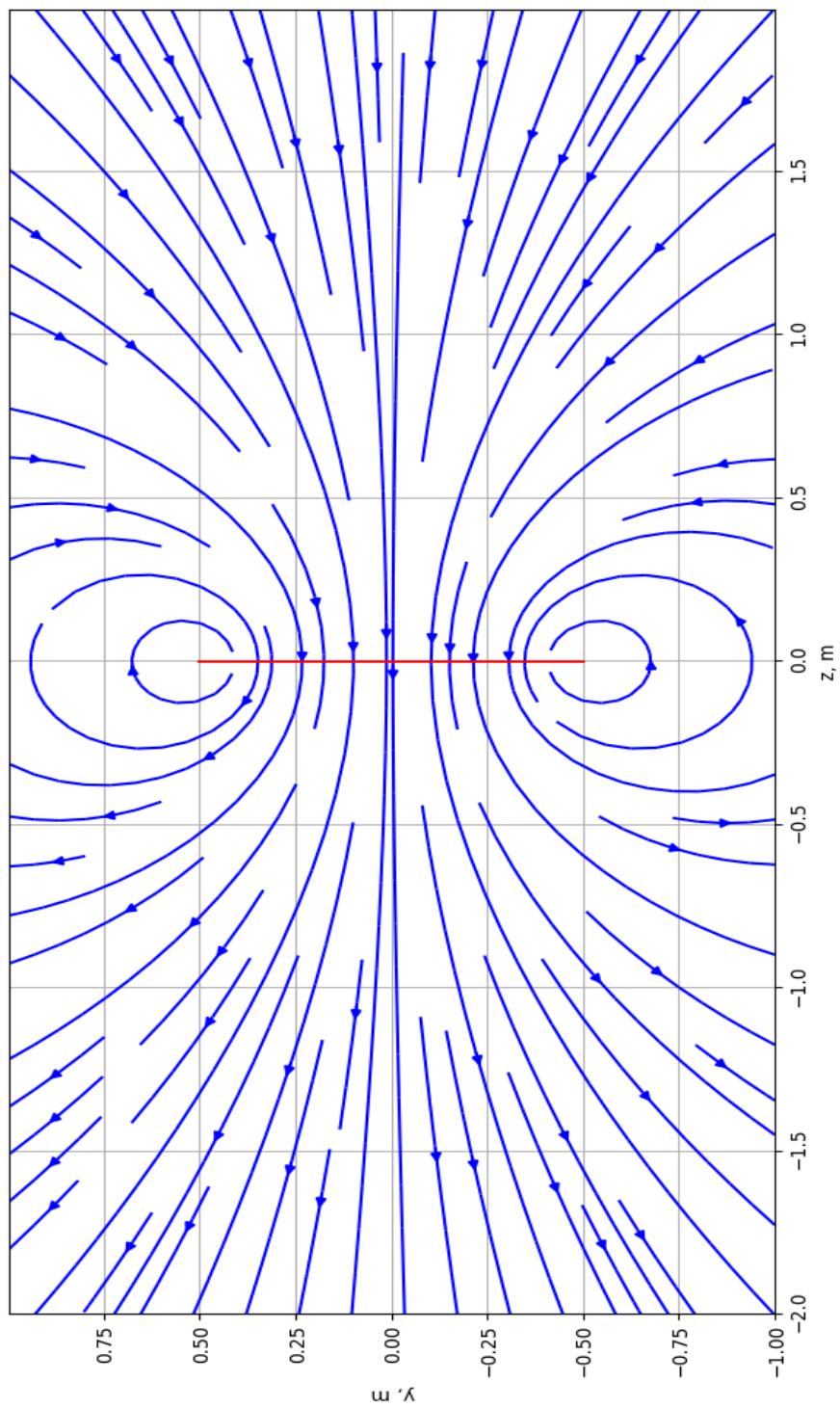


Рис 4. Силовые линии магнитного поля кругового витка с током (обозначен красной линией), параметры которого соответствуют рис. 3.

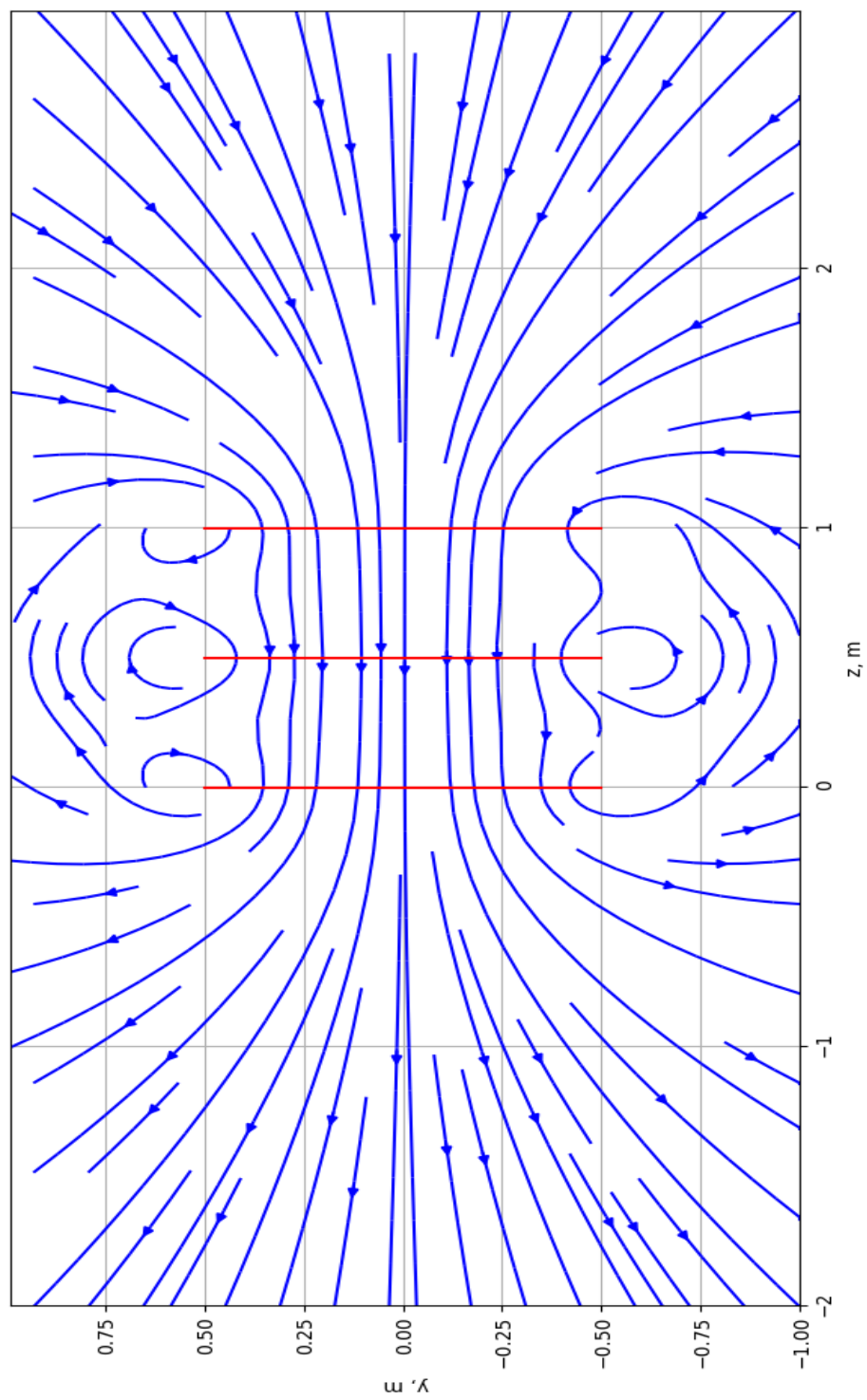


Рис. 5. Силовые линии магнитного поля трех круговых витков с током (обозначены красными линиями), аналогичных изображенным на рис. 4, отстоящих друг от друга на расстоянии 0.5 м.

1.3. Описание системы взаимодействующих заряженных частиц.

Плазма состоит из множества заряженных частиц, которые взаимодействуют друг с другом. Каждая заряженная частица создает электрическое поле вокруг себя, а в состоянии движения еще и собственное магнитное поле. При большой плотности плазмы создаваемые частицами поля оказывают существенное влияние на всю систему.

Взаимодействие пары заряженных частиц описывается законом Кулона:

$$\mathbf{F}_{ij} = k \frac{q_i q_j}{r_{ij}^2} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}} \quad (2.27)$$

где \mathbf{F}_{ij} — сила, с которой i -ая частица действует на j -ую частицу; q_1 и q_2 — величины зарядов взаимодействующих частиц; \mathbf{r}_{ij} — вектор, направленный от частицы i к частице j , и равный, по модулю, расстоянию между ними; k — коэффициент пропорциональности. Кулоновские столкновения изменяют скорость взаимодействующих частиц, что приводит к «выбиванию» их в конус потерь. Поскольку сила взаимодействия частиц квадратично убывает с расстоянием (см. рис. 6), для ускорения вычислений при моделировании мы можем пренебречь взаимодействием электронов, находящихся на достаточно большом расстоянии друг от друга.

Определить величину возмущения магнитного поля в ловушке вызываемую наличием у движущихся зарядов собственного магнитного поля возможно с помощью закона Био-Савара-Лапласа (2.1), в котором величина $d\mathbf{l}$ будет иметь смысл элемента длины траектории частицы, а вектор \mathbf{r} — вектор, соединяющий середину такого элемента с положением точки, возмущение поля в которой необходимо определить.

Предположим, что за малое время Δt заряженная частица, двигаясь прямолинейно, сместилась на некоторое расстояние Δl , что будет эквивалентно изменению координат частицы на величины:

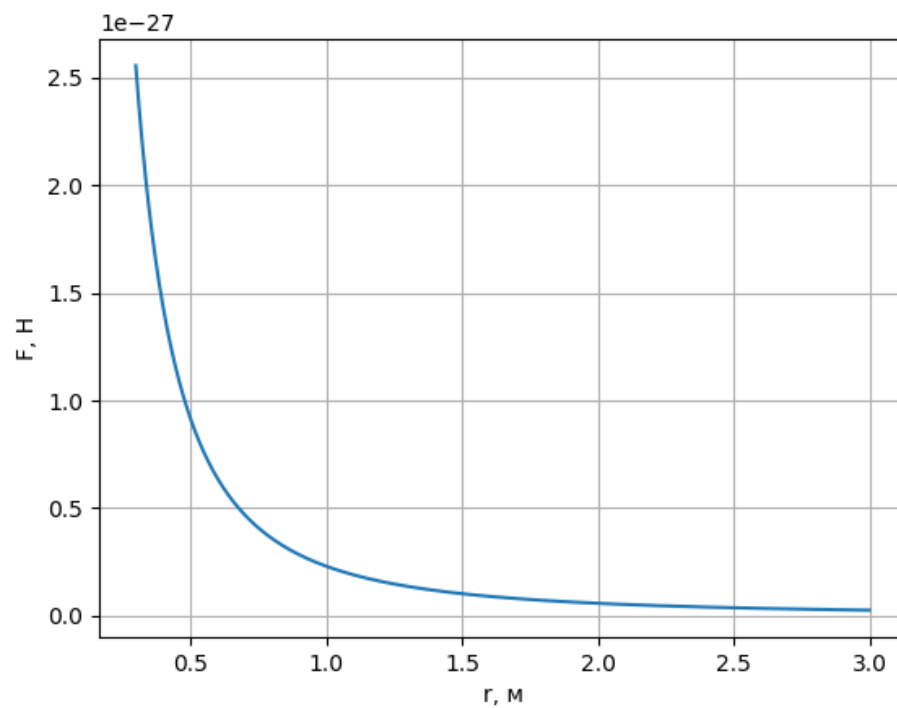


Рис. 6. Зависимость силы кулоновского взаимодействия двух электронов от расстояния между ними.

$$\Delta l_x = x_t - x_{t-\Delta t}, \quad (2.17)$$

$$\Delta l_y = y_t - y_{t-\Delta t}, \quad (2.18)$$

$$\Delta l_z = z_t - z_{t-\Delta t}. \quad (2.19)$$

При этом компоненты вектора \mathbf{r} будут иметь вид:

$$r_x = x_H - \frac{x_t + x_{t-\Delta t}}{2}, \quad (2.21)$$

$$r_y = y_H - \frac{y_t + y_{t-\Delta t}}{2}, \quad (2.22)$$

$$r_z = z_H - \frac{z_t + z_{t-\Delta t}}{2}, \quad (2.23)$$

где координаты x_H , y_H и z_H задают положение точки наблюдения.

Сила тока, протекшего за указанный промежуток времени, может быть вычислена по формуле [9]:

$$I_q = \frac{q}{\Delta t}, \quad (2.20)$$

где q – заряд частицы.

Таким образом, возмущение магнитного поля, вызванное движением отдельной частицы в течение некоторого малого промежутка времени будет равно:

$$\Delta B_x = \frac{\mu_0 I_q}{4\pi} \frac{r_z l_y - r_y l_z}{(r_x^2 + r_y^2 + r_z^2)^{3/2}}, \quad (2.24)$$

$$\Delta B_y = \frac{\mu_0 I_q}{4\pi} \frac{r_x l_z - r_z l_x}{(r_x^2 + r_y^2 + r_z^2)^{3/2}}, \quad (2.25)$$

$$\Delta B_z = \frac{\mu_0 I_q}{4\pi} \frac{r_y l_x - r_x l_y}{(r_x^2 + r_y^2 + r_z^2)^{3/2}}. \quad (2.26)$$

Для нахождения возмущения внешнего магнитного поля, вызванного системой движущихся заряженных частиц, в рамках предлагаемой модели оказывается достаточным просто сложить возмущения от движения каждой из частиц системы.

1.4. Численное интегрирование уравнений движения

Рассмотрим движение заряженных частиц во внешнем магнитном поле. В этом случае ускорение каждой из частиц будет определяться в соответствии со вторым законом Ньютона по формуле:

$$\mathbf{a} = \frac{\mathbf{F}}{m} \quad (2.28)$$

где m – масса частицы, \mathbf{F} – сила, действующая на частицу.

Сумма всех сил, действующих на частицу под номером j , будет состоять из силы Кулона (2.27) и силы Лоренца (1.1):

$$\mathbf{F}_j = \sum_{i \neq j} \left(k \frac{q_i q_j}{r_{ij}^2} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}} + q_j [\mathbf{v}_j, \mathbf{B}_i] \right) + q_j [\mathbf{v}_j, \mathbf{B}], \quad (2.29)$$

где суммирование ведется по всем остальным частицам системы, \mathbf{B}_i – магнитное поле, создаваемое током i -той частицы с компонентами (2.24) – (2.26), а \mathbf{B} – внешнее магнитное поле, например, магнитное поле ловушки. С учетом этого и (2.28), ускорение j -ой частицы будет определяться выражением:

$$\mathbf{a}_j = \frac{q_j}{m_j} \left(\sum_{i \neq j} \left(k \frac{q_i}{r_{ij}^2} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{r_{ij}} + [\mathbf{v}_j, \mathbf{B}_i] \right) + [\mathbf{v}_j, \mathbf{B}] \right) \quad (2.30)$$

Заметим, что в рассматриваемом нами случае ускорение частицы является функцией ее скорости, а значит, в процессе численного интегрирования уравнения движения этой частицы на каждом вычислительном шаге нам необходимо будет предсказывать значение скорости до вычисления ускорения. В связи с этим, прямое использование таких популярных алгоритмов, как алгоритмы Верле или Бимана не представляется возможным. Поэтому нами была применена схема предсказания-коррекции, суть которой заключается в получении значения искомой величины численным методом с небольшой точностью

(предсказание), а затем уточнении этого значения другим методом (коррекция).

Для интегрирования уравнения движения нами была выбрана схема предсказания-коррекции, построенная на базе алгоритма Бимана [2]:

Предсказание:

$$x_{t+\Delta t} = x_t + v_t \Delta t + \frac{1}{6}(4a_t - a_{t-\Delta t})\Delta t^2 + O(\Delta t^4) \quad (2.29)$$

$$v_{t+\Delta t} = v_t + \frac{1}{2}(3a_t - a_{t-\Delta t})\Delta t + O(\Delta t^3) \quad (2.30)$$

Коррекция:

$$x_{t+\Delta t} = x_t + v_t \Delta t + \frac{1}{6}(a_{t+\Delta t} + 2a_t)\Delta t^2 + O(\Delta t^4) \quad (2.31)$$

$$v_{t+\Delta t} = v_t + \frac{1}{6}(2a_{t+\Delta t} + 5a_t - a_{t-\Delta t})\Delta t + O(\Delta t^3) \quad (2.32)$$

Как видим из уравнений (2.29) – (2.32), алгоритм Бимана определяет координату с четвертым порядком точности, а скорость — с третьим, таким образом, алгоритм имеет общую погрешность третьего порядка. Также достоинством алгоритма Бимана является хорошее сохранение энергии и низкая чувствительность к ошибкам округления. Выбранная схема, однако, имеет один недостаток – для ее применения кроме начального значения требуется знать еще несколько последовательных значений искомой величины, поэтому первые вычислительные шаги необходимо производить другим методом, например, методом Эйлера.

Глава 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА УДЕРЖАНИЯ ЧАСТИЦ В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ ОТКРЫТОГО ТИПА.

2.1. Описание моделируемой установки.

За основу моделируемой ловушки нами была выбрана экспериментальная установка, описанная в работе [10], принципиальная схема которой изображена на рисунке 7. Внутренний диаметр вакуумной камеры составлял 210 мм, а длина рабочей части составляла примерно 1600 мм. Магнитное поле создавалось двумя соленоидами с водным охлаждением, расположенных таким образом, что расстояние между их центрами было равно 70 см. Ток каждого соленоида устанавливался независимо в пределах от нуля до 140 А, что соответствовало магнитным полям до 2500 Э на оси соленоида.

В качестве инжектора заряженных частиц использовалась электронная пушка с катодом прямого нагрева, способная генерировать электроны с максимальной энергией 60 кэВ и максимальным током 1 А. При этом угловая расходимость электронного пучка не превышала 3°.

Вакуум в камере создавался диффузионным насосом, и после дегазации путем двенадцатичасового отжига при 350°C давление в камере установки достигало величин порядка $3 \cdot 10^{-10}$ Торр при выключенной электронной пушке и $8 \cdot 10^{-10}$ Торр в рабочем состоянии.

В ходе эксперимента на кольцо 3 подавалось напряжение, уменьшающее потенциальный барьер в области левого магнитного зеркала (рис. 8). Через малый промежуток времени, порядка нескольких микросекунд, напряжение снималось, и инжектированные электроны оказывались заперты между двумя магнитными зеркалами. Изменяя различные параметры системы, авторы производили оценку времени удержания частиц на основе замера тока утечки через правое магнитное зеркало на коллекторе 6.

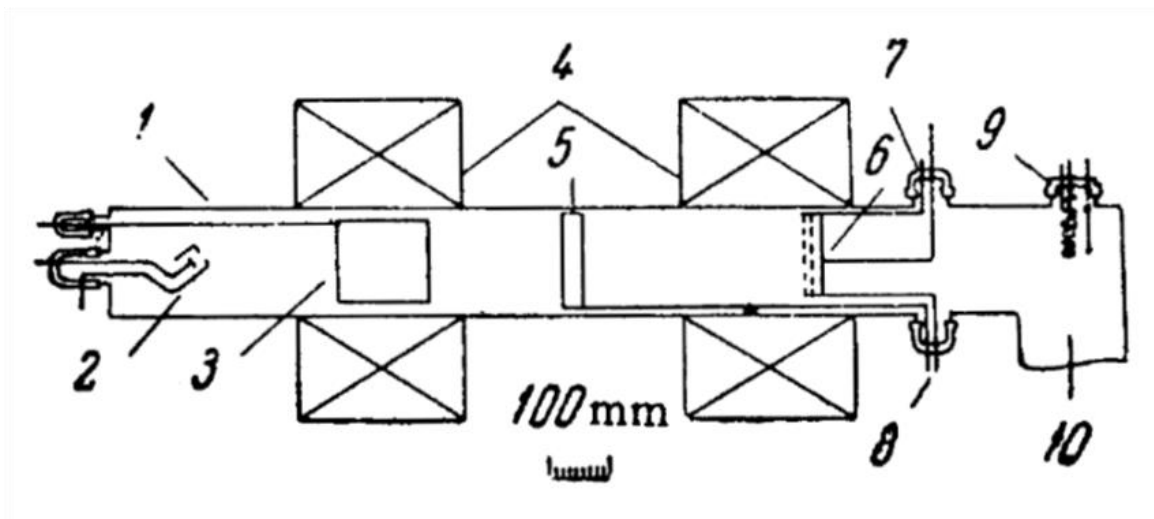


Рис. 7. Схематическое изображение магнитной ловушки, использовавшейся в работе [10]: 1 – вакуумная камера; 2 – электронная пушка; 3 – кольцо; 4 – соленоид; 5 – электростатический зонд; 6 – коллектор; 7, 8 – сетки коллектора; 9 – манометр; 10 – к насосу.

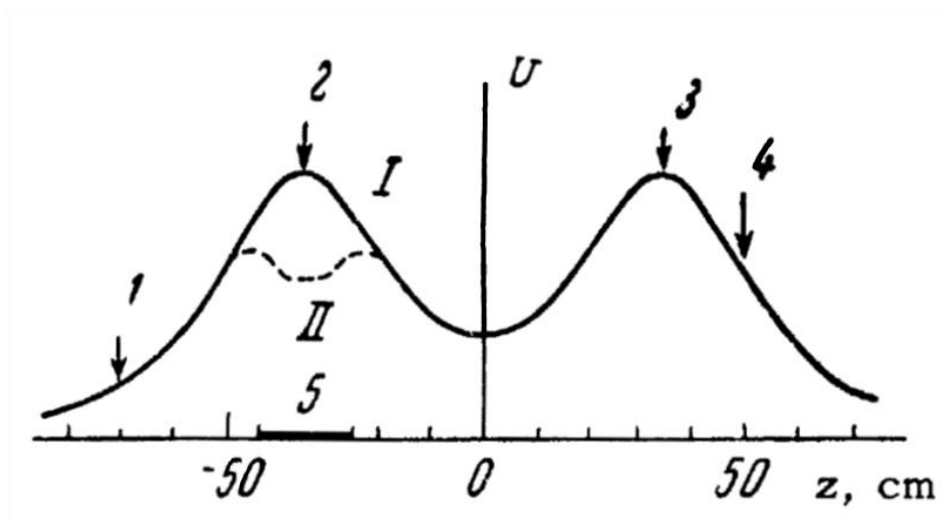


Рис. 8. Эффективный потенциал поля на оси ловушки, изображенной на рис. 7: I – без электрического поля кольца, II – с электрическим полем кольца; 1 – место нахождения пушки, 2 – первое магнитное зеркало, 3 – второе магнитное зеркало, 4 – расположение коллектора, 5 – расположение кольца.

2.2. Моделирование движения заряженных частиц в магнитной ловушке.

Для моделирования магнитного поля ловушки каждый соленоид был представлен в виде трех витков с током. Такого количества витков оказалось достаточно чтобы повторить форму магнитного поля экспериментальной установки (рис. 9) и избежать резкой неоднородности поля, вызванной малым количеством витков (рис. 10).

В следствие уменьшения числа витков, для получения требуемой величины магнитного поля на оси соленоида в 2500 Э, ток при моделировании составлял порядка 20 кА. Каждый из витков был разбит на 360 одинаковых отрезков, что, в условиях ограниченных вычислительных мощностей, обеспечивало одновременно хорошую точность и приемлемую скорость вычислений. При этом поле ловушки вычислялось непосредственно в процессе моделирования движения каждой отдельной частицы, а шаг по времени Δt устанавливался в зависимости от величины максимальных магнитного поля и скорости частиц.

Начальные положения электронов в объеме ловушки задавались случайным образом, а их скорости определялись распределением Максвелла, соответствующим средней энергии частиц, равной 20 кэВ.

В ходе моделирования определялось количество электронов, покидающих объем магнитной ловушки на каждом шаге. Полученные зависимости потерь для различных значений начального количества частиц представлены на рисунках 11 – 14.

Во всех случаях ярко выражен быстрый рост потерь в первые моменты времени: спустя всего $1/5$ от общего времени моделирования зону удержания покидает до $2/3$ всех электронов. Это обусловлено тем, что при определении начальных условий векторы скоростей частиц задаются случайным образом на основе распределения Максвелла, и большая их часть попадает в область конуса потерь (рис. 1) и быстро покидает ловушку. Однако, на рисунках 13 и 14 можно видеть, что на первых этапах моделирования потери частиц крайне незначительные по сравнению с аналогичными временными промежутками

на рисунках 11 и 12. Это связано с тем, что при моделировании движения систем с 50 и 300 электронами частицы были случайным образом распределены по всему объему ловушки, а для систем с 500 и 2000 электронов начальное положение частиц было ограничено небольшой областью в центре объема. В результате, в последних двух случаях электронам, попавшим в конус потерь со старта, понадобилось дополнительное время, чтобы преодолеть расстояние до границ области моделирования.

С течением времени преобладающим механизмом, отвечающим за потери частиц, становится их кулоновское рассеяние друг на друге, вследствие чего количество частиц, покидающих область удержания, становится практически постоянным.

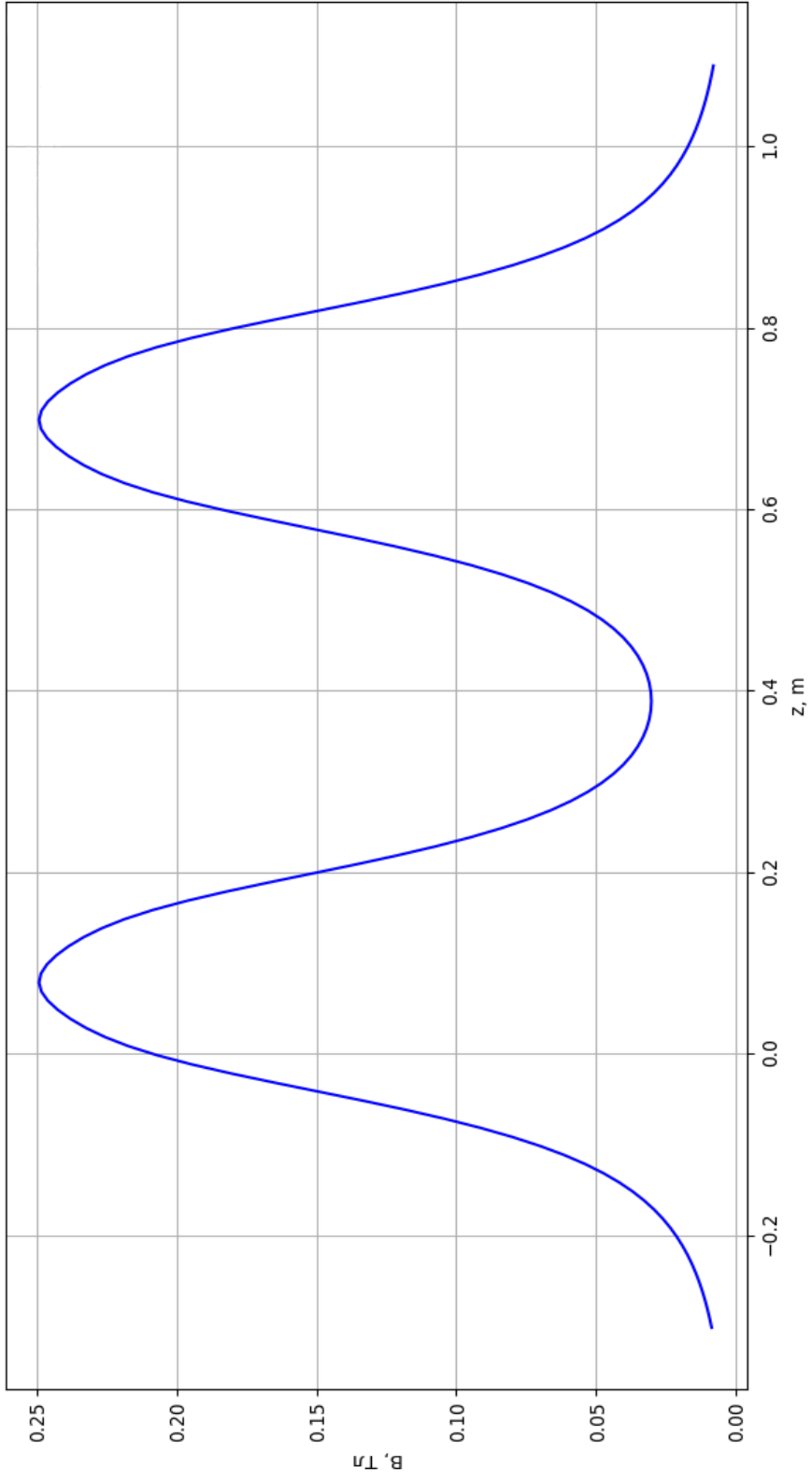


Рис. 9. Модуль индукции магнитного поля на оси ловушки, принципиальная схема которой изображена на рис. 7.

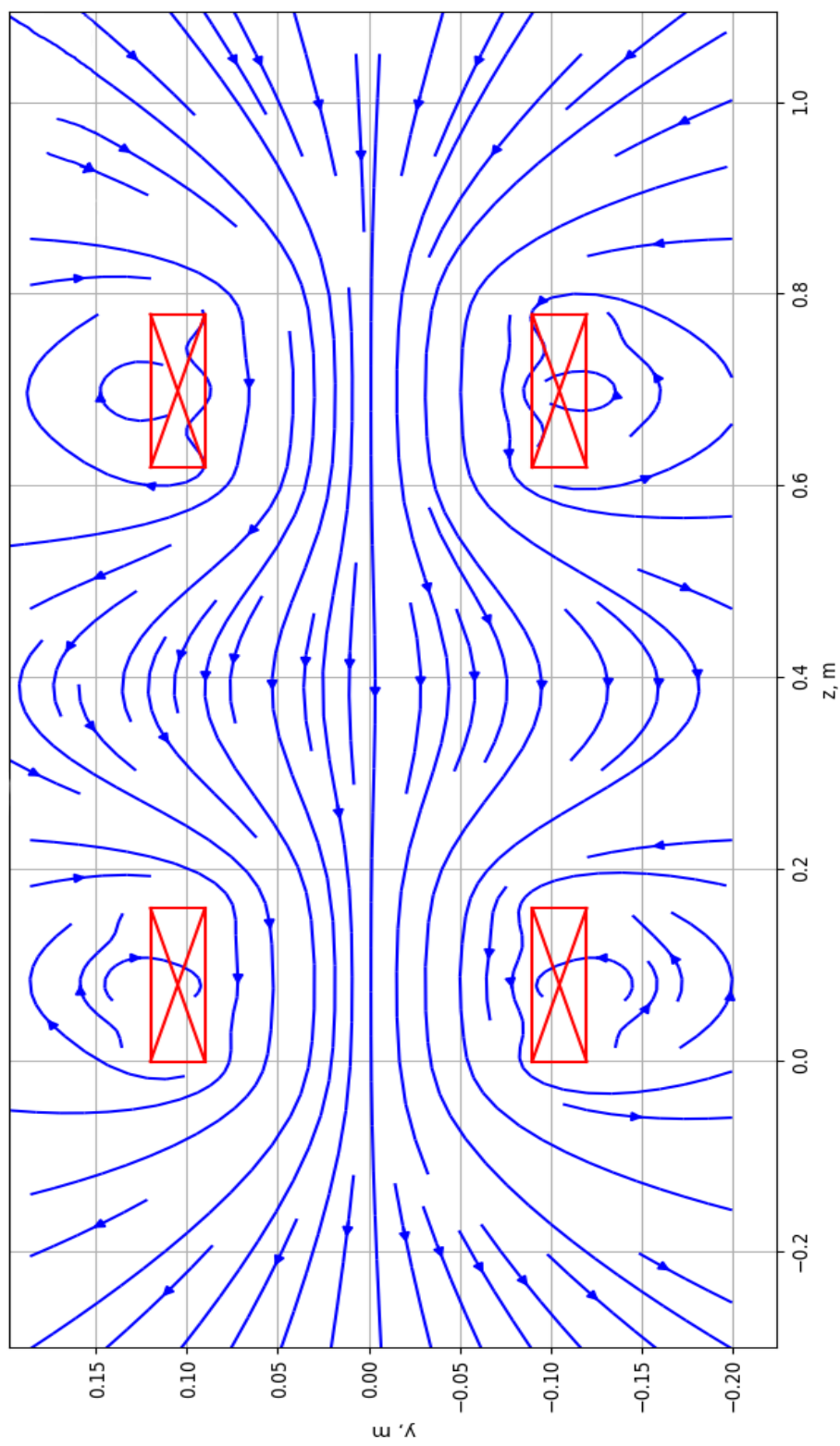


Рис. 10. Силовые линии магнитного поля создаваемого внутри установки, изображенной на рис. 7.

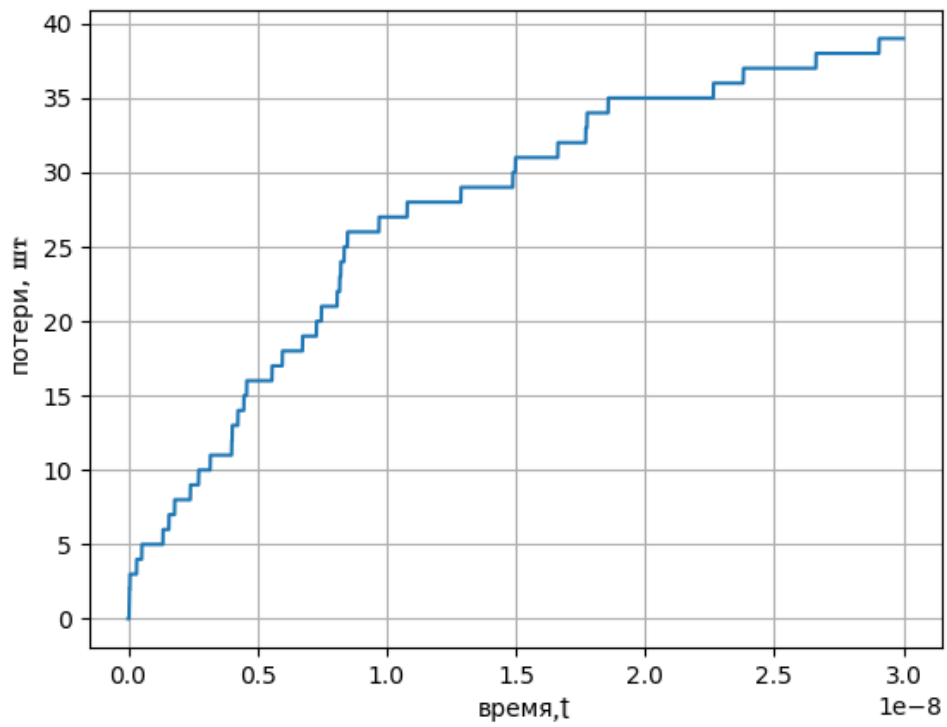


Рис. 11. Зависимость потерь электронов от времени при начальном количестве равном 50 частицам.

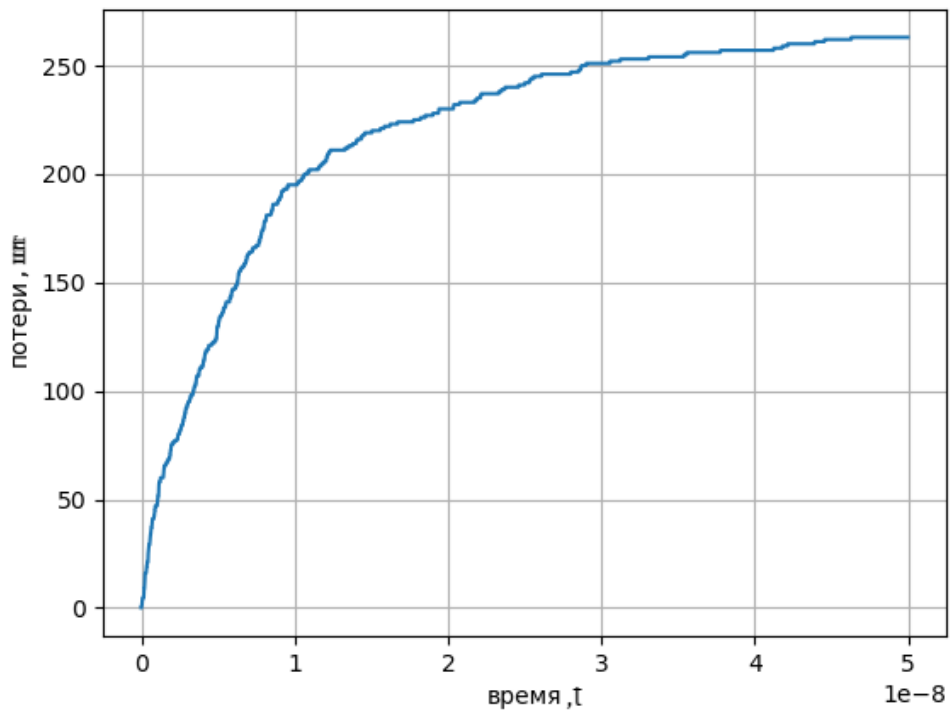


Рис. 12. То же, что и на рис. 11, но для 300 частиц.

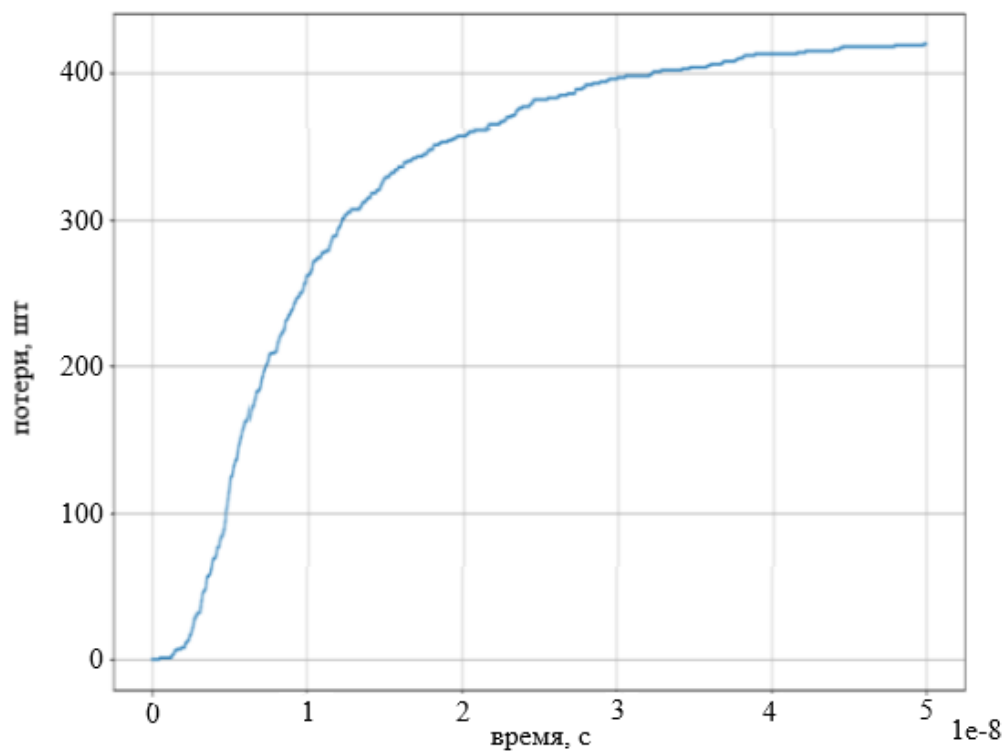


Рис. 13. То же, что и на рис. 11, но для 500 частиц.

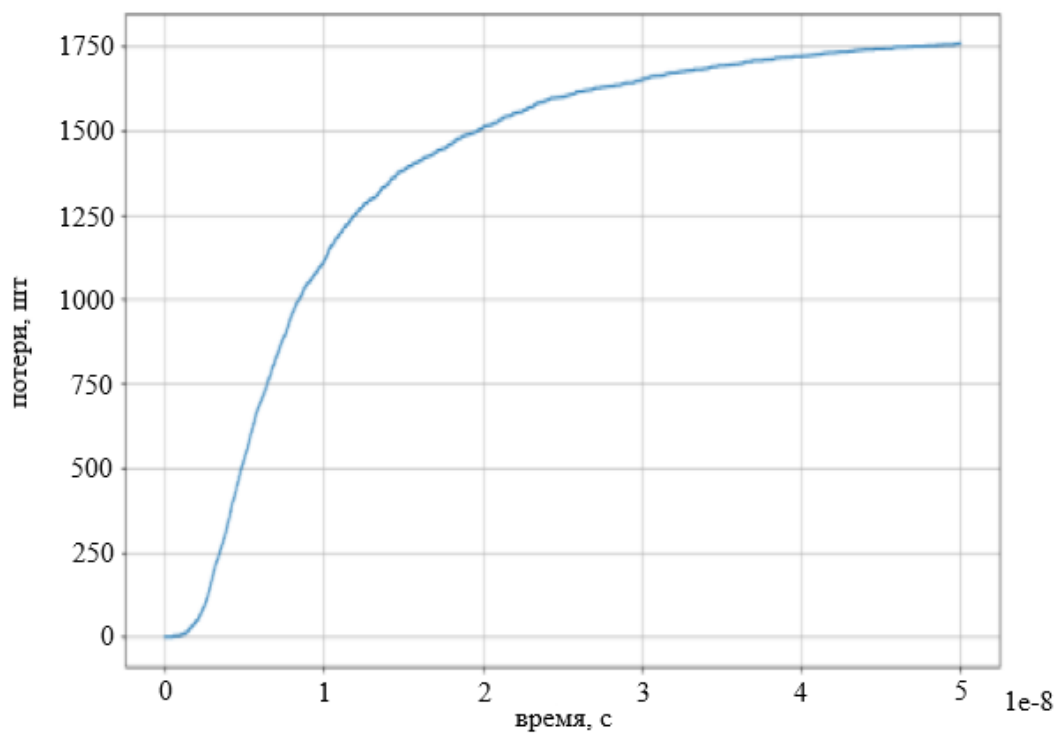


Рис. 14. То же, что и на рис. 11, но для 2000 частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В ходе выполнения работы был разработан алгоритм моделирования движения системы заряженных частиц во внешних электрическом и магнитном полях, основанный на численном решении уравнений движения отдельных частиц системы с помощью метода Бимана в виде схемы предсказания-коррекции.

На базе разработанного алгоритма был создан пакет программ для исследования процесса удержания заряженных частиц в открытой ловушке с магнитными зеркалами, позволяющий анализировать траектории движения частиц и производить оценки времени их удержания в объеме ловушки.

В дальнейшем, разработанный программный пакет предполагается использовать для моделирования поведения плазмы в открытых ловушках других конфигураций.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бэдсел Ч. *Физика плазмы и численное моделирование* / Ч. Бэдсел, А. Ленгдон. — 1989. — 456 с.
2. Гулд Х. *Компьютерное моделирование в физике* / Х. Гулд, Я. Тобочник. — 1990. — 350 с.
3. Лукьянов С.Ю. *Горячая плазма и управляемый ядерный синтез* / С. Ю Лукьянов, Н. Г. Ковальский. — 1999. — 398 с.
4. Рютов Д. Д. *Открытые ловушки* / Д. Д. Рютов. // *Успехи физических наук*. — 1988. — №4. — С. 565 – 580.
5. Бурдаков А. В. *Многopробочная ловушка: путь от пробкотрона Будкера к линейному термоядерному реактору* / А. В. Бурдаков, В. В. Поступаев // *Успехи физических наук*. — 2018. — №6. — С. 651 – 668.
6. Установка ГДЛ [Электронный ресурс] // Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера /. – Режим доступа:
<http://budker.ru/ru/Infrasructure/Ustanovki/GDL/>
7. Установка ГОЛ-3 [Электронный ресурс] // Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера /. – Режим доступа:
<http://budker.ru/ru/Infrasructure/Ustanovki/GOL-3/>
8. Дарибазарон Э. Ч. *Магнетизм, задания по физике для самостоятельной работы студентов* / Э.Ч. Дарибазарон, Э.Л. Санеев, В.Б. Шагдаров. — 2001. — 68 с.
9. Сивухин Д. В. *Общий курс физики том III Электричество* / Д. В. Сивухин. — М.:Физматлит. — 2004. —656 с.
10. A. N. Dubinina *Trap with magnetic mirrors, designed for prolonged electron confinement* / A. N. Dubinina, L. Ya. Trainin, B. V. Chirikov // *Soviet physics JETP*. — 1966. — №2. — С. 260 – 263.