Слайд 1:

Меня зовут Александр Павлов, Я студент 214 группы.

Я представляю вашему вниманию курсовую работу на тему:

«Собственные колебания ограниченной плазмы в магнитном поле»

Слайд 2:

Одним из важнейших вопросов организации плазменных технологических процессов является разработка источников плазмы, обладающих свойствами, оптимальными для данной технологии, например: высокой однородностью, заданными плотностью плазмы, энергией заряженных частиц, концентрацией химически активных радикалов. Анализ показывает, что наиболее перспективными для применения в промышленных технологиях являются высокочастотные (ВЧ) источники плазмы, так как, во-первых, с их помощью можно обрабатывать как проводящие, так и диэлектрические материалы, а во- вторых, в качестве рабочих газов можно использовать не только инертные, но и химически активные газы. Сегодня известны источники плазмы, основанные на емкостном и индуктивном ВЧ-разрядах. Особенностью емкостного ВЧ-разряда, наиболее часто используемой в плазменных технологиях, является существование приэлектродных слоев объемного заряда, в которых формируется среднее по времени падение потенциала, ускоряющего ионы в направлении электрода. Это позволяет обрабатывать с помощью ускоренных ионов образцы материалов, расположенные на электродах ВЧ-емкостного разряда.

Слайд 3:

Как видно из проведенного обзора литературы, развитие плазменных технологий ставит перед разработчиками источников плазмы целый ряд вопросов. Как правило, при решении электродинамической задачи в магнитном поле ограничиваются предположением о возбуждении одной электродинамической моды. Кроме того жестко не фиксируются граничные условия для электромагнитного поля, что не позволяет описать возможный переход от одной электромагнитной моды поля поддерживающей разряд к другой. Поэтому при написании данной курсовой работы была поставлена следующая задача.

Постановка задачи

1. Изучить типы волн, которые могут быть использованы для поддержания плазмы в магнитном поле.

2. Рассчитать дисперсию этих волн и проанализировать какие из них могут быть использованы для возбуждения плазмы разряда.

3. Используя существующие в научной группе программы расчета импеданса разряда с помощью пакета программ COMSOL Multiphysics® провести предварительный расчет импеданса разряда в постоянном однородном и пространственного распределения электромагнитного поля в разряде.

Слайд 4:

Уравнения Максвелла. Диэлектрическая проницаемость холодной плазмы в магнитном поле

Для описания пространственного распределения электромагнитного поля в плазме необходимо решать уравнения Максвелла. Для синусоидальных полей с частотой ω

$$\begin{pmatrix} \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r},t) \\ \tilde{\mathbf{H}}(\mathbf{r},t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \exp(-i\omega t).$$

При записи уравнений использованы соотношения **r**, t – время и координата, $k_0=\omega/c$, $c=1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ – скорость света, ε_0, μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума, **E**, **H** – электрическое и магнитное поля, j – ток электронов в плазме, ρ – пространственный заряд электронов. Мы рассматриваем достаточно высокие частоты электромагнитного поля, при которых движением ионов можно пренебречь. В (1) система уравнений Максвелла записана в системе СИ. В системе СГС эта система будет иметь вид

$$[\nabla\times\mathbf{H}] + i\frac{\omega}{c}\mathbf{E} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{j}(\mathbf{E}), \quad [\nabla\times\mathbf{E}] - i\frac{\omega}{c}\mathbf{H} = 0, \quad (\nabla\cdot\mathbf{H}) = 0, \quad (\nabla\cdot\mathbf{E}) = 4\pi\rho.$$

Для того, чтобы рассчитать пространственные распределения электромагнитного поля, необходимо рассчитать токи электронов и их пространственный заряд, которые возникнут под воздействием электрического поля. В простейшем случае для их расчета используют уравнения гидродинамики

$$\frac{\partial\mathbf{V}_e}{\partial t} + (\mathbf{V}_e\nabla)\mathbf{V}_e = -\frac{\gamma kT_e}{m}\frac{\nabla n_e}{n_e} - \frac{e}{m}\left\{\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{V}_e\times(\mathbf{B}_0+\mathbf{B})]\right\} - \nu_{em}\mathbf{V}_e, \quad \frac{\partial n_e}{\partial t} + (\nabla\cdot n_e\mathbf{V}_e) = 0.$$

(3)

Введем обозначения: e, m – заряд и масса электрона, n_e, T_e, $\mathbf{V}_e$ – плотность, температура и скорость электронов, $\Omega_+ = eB/mc$ – их циклотронная частота.

Ограничимся линейным приближением по электромагнитному полю и будем искать решение в виде синусоидальных волн

$$V_e = V_0\exp(-i\omega t + i\mathbf{kr}), \quad E_e = E_0\exp(-i\omega t + i\mathbf{kr}), \quad n_e = n_0 + \delta n_e\exp(-i\omega t + i\mathbf{kr}).$$

Слайд 5:

Из уравнений Максвелла следует

$$[\nabla\times[\nabla\times\mathbf{E}]] - \frac{\omega^2}{c^2}\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}\mathbf{E} = 0.$$

При учете пространственной зависимости в виде $\exp(i\mathbf{kr})$ уравнение принимает вид.

$$[\mathbf{k}\times[\mathbf{k}\times\mathbf{E}]] + \frac{\omega^2}{c^2}\hat{\boldsymbol{\varepsilon}}\mathbf{E} = 0$$

В векторном виде это уравнение будет

$$\begin{pmatrix} k_y^2+k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_\perp & k_xk_y+i\frac{\omega^2}{c^2}g & k_xk_z \\ k_xk_y-i\frac{\omega^2}{c^2}g & k_x^2+k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_\perp & k_yk_z \\ k_xk_z & k_yk_z & k_x^2+k_y^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_\parallel \end{pmatrix}\begin{pmatrix}E_x\\ E_y\\ E_z\end{pmatrix}=0$$

Диэлектрическая проницаемость есть

$$\left(\hat{\varepsilon}_{ij}\right)=\begin{pmatrix}1&0&0\\0&1&0\\0&0&1\end{pmatrix}--\frac{4\pi ne^2}{m}\begin{pmatrix} \frac{(\omega+i\nu_{en})}{\omega\left((\omega+i\nu_{en})^2-\Omega_e^2\right)} & \frac{i\Omega_e}{\omega\left((\omega+i\nu_{en})^2-\Omega_e^2\right)} & 0 \\ \frac{-i\Omega_e}{\omega\left((\omega+i\nu_{en})^2-\Omega_e^2\right)} & \frac{(\omega+i\nu_{en})}{\omega\left((\omega+i\nu_{en})^2-\Omega_e^2\right)} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{\omega(\omega+i\nu_{en})} \end{pmatrix}$$

Слайд 6:

Полученные в предыдущем параграфе выражения для тока в плазме совместно с уравнениями максвелла позволяет получить уравнения, описывающие дисперсию (связь постоянной распространения и частоты волны). Простейший путь заключается в использовании стандартного подхода холодной плазмы и полученного в предыдущем параграфе выражения для диэлектрической проницаемости. Раскрытие определителя приводит в так называемому уравнению четвертой степени.

$$\begin{aligned}&\left(k_y^2+k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_\perp\right)\left(k_x^2+k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_\perp\right)\left(k_x^2+k_y^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_\parallel\right)-\left(k_y^2+k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_\perp\right)k_y^2k_z^2+\\ &\quad+\left(k_xk_y+i\frac{\omega^2}{c^2}g\right)k_yk_xk_z^2-\left(k_x^2k_y^2+\frac{\omega^4}{c^4}g^2\right)\left(k_x^2+k_y^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_\parallel\right)+\\ &\quad+\left(k_xk_y-i\frac{\omega^2}{c^2}g\right)k_xk_yk_z^2-\left(k_x^2+k_z^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_\perp\right)k_x^2k_z^2=0\end{aligned} \tag{7}$$

После его решения получим

для величины k:

$$k_{¿}^4-\left(\frac{\omega^2\varepsilon_{||}}{c^2}+\frac{\omega^2}{c^2}\left(\varepsilon_{¿}-\frac{g^2}{\varepsilon_{¿}}\right)-\left(\frac{\varepsilon_{||}}{\varepsilon_{¿}}+1\right)h^2\right)k_{¿}^2+\frac{\varepsilon_{||}}{\varepsilon_{¿}}\left(\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{¿}-h^2\right)^2-\frac{\omega^4}{c^4}g^2\right)=0$$

для частоты:

$$\frac{\omega^4}{c^4}\varepsilon_\parallel\left(\varepsilon_\perp-\frac{g^2}{\varepsilon_\perp}\right)-\frac{\omega^2}{c^2}\left(2\varepsilon_\parallel h^2+k_\perp^2\left(\varepsilon_\parallel+\varepsilon_\perp-\frac{g^2}{\varepsilon_\perp}\right)\right)+\left(\frac{\varepsilon_\parallel}{\varepsilon_\perp}h^4+\left(\frac{\varepsilon_\parallel}{\varepsilon_\perp}+1\right)h^2k_\perp^2+k_\perp^4\right)=0,$$

где $h=k_z$, $k_\perp^2=k_x^2+k_y^2$.

Если честно решать уравнения гидродинамики, не вводя диэлектрическую проницаемость, можно получить дисперсионное уравнение, дополнительно учитывающие давление электронного газа т описывающие дополнительно Ленгмюровсктие волны (а не колебания) и Дебаевскую экранировку.

Слайд 7:

На графиках приведены расчеты: 1 – распространение вдоль магнитного поля, 2. – под углом 30°, 3 – под углом 60°, 4 – перпендикулярно магнитному поля.

Дисперсия волн в магнитном поле в зависимости от угла распространения. 1 – распространение вдоль магнитного поля, 2. – под углом 30°, 3 – под углом 60°, 4 – перпендикулярно магнитному поля. $\omega_{Pe}=5.6\cdot10^{9}$ c^{-1}, $\Omega_{e}=3.5\cdot10^{9}$ c^{-1}, $V_{S}/c=0.2$. Можно выделить области распространения циркулярно-поляризованных поперечных волн, геликона, ленгмюровских (верхнегибридных) волн, скин-эффекта и дебаевского экранирования. Рисунки слева и справа отличаются масштабом по оси 0Z.

Слайд 8:

Дисперсия волн в магнитном поле в зависимости от угла распространения. 1 – распространение вдоль магнитного поля, 2. – под углом 30°, 3 – под углом 60°, 4 – перпендикулярно магнитному поля. $\omega_{Pe}=5.6\cdot10^{9}$ c^{-1}, $\Omega_{e}=8.8\cdot10^{9}$ c^{-1}, $V_{S}/c=0.2$. Можно выделить области распространения циркулярно-поляризованных поперечных волн, геликона, ленгмюровских (верхнегибридных) волн, скин-эффекта и дебаевского экранирования. Рисунки слева и справа отличаются масштабом по оси 0Z.

Слайд 9:

На слайде 9 показана экспериментальная установка, для которой проводился расчет импеданса плазмы с помощью программы COMSOL Multiphysics®

Уравнения Максвелла решались в области пространства, включающей центральную часть камеры ($0<r<R_3$, $-L<z<L$) и межэлектродное пространство, ($R_1<r<R_2$, $-L<|z|<L+L_2$). На электродах и стенке вакуумной камеры ставились нулевые граничные условия для тангенциальной компоненты электрического поля. Рассматривался разряд с симметричным возбуждением, для которого ток I, втекающий через нижний электрод равен току, вытекающему через верхний и с аннтисимметричным, для которого токи втекали через электроды и вытекали через боковую стенку.

Типичная схема экспериментальной установки 1, 2 – электроды, 3 – плазма, 4 – слои пространственного заряда между плазмой и стенкой (электродами), 5 – разрядная камера, 6 – граница расчетной области, через которую идет возбуждение электромагнитного поля. $2L$ – межэлектродное расстояние, d_1, d_2 – толщины слоев пространственного заряда. Рассматривались случаи когда плазмой была заполнена вся вакуумная камера, а также когда камера была заполнена плазмой лишь частично.

Слайд 10:

Пример расчета импеданса разряда как функции плотности электронов. Z2 – импеданс на границе электрода в плоскости z=L, Z3 - импеданс в точке подвода ВЧ поля к линии передачи. Геометрия разряда соответствует распределению поля ниже. Разрядная камера заполнена плазмой частично.

Пример расчета импеданса разряда как функции плотности электронов. Z2 – импеданс на границе электрода в плоскости z=L, Z3 - импеданс в точке подвода ВЧ поля к линии передачи. Геометрия разряда соответствует распределению поля ниже. Разрядная камера заполнена плазмой полностью.

Расчет показывает, что при синфазном возбуждении зависимость кривых импеданса разряда от плотности электронов напоминает соответствующие кривые в разряде без магнитного поля, есть области емкостного и индуктивного импеданса , что связано с тем, что ток протекает через слои пространственного заряда с емкостным импедансом, а также через плазму, причем ток течет вдоль магнитного поля. При этом полный ток в плазме направлен в сторону противоположную току в слоях, так как ε_{zz} отрицательно. Поэтому падение напряжение на плазме имеет обратный знак по сравнению с напряжением на слое.

Пример расчета импеданса разряда как функции плотности электронов. Z2 – импеданс на границе электрода в плоскости z=L, Z3 - импеданс в точке подвода ВЧ поля к линии передачи. Геометрия разряда соответствует распределению поля ниже.

При антисимметричном возбуждении ток течет поперек магнитного поля. При выбранных расчетных параметрах «эффективная» диэлектрическая проницаемость оказывается больше нуля, поэтому направления токов в плазме и в слоях пространственного заряда совпадают, и импеданс плазмы во всех случаях остается емкостным.

Слайд 11:

Пример расчета пространственного распределения электромагнитного поля ВЧ волны в разрядной камере, частота волны 137.6 МГц. Плотность электронов $2 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, циклотронная частота 500 МГц, постоянное магнитное поле направлено вдоль оси 0Z, отношение частоты столкновений электронов к частоте поля – 0.1. Камера заполнена плазмой частично

Слайд 12:

Пример расчета пространственного распределения электромагнитного поля ВЧ волны в разрядной камере, частота волны 137.6 МГц. Плотность электронов $2 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, циклотронная частота 500 МГц, постоянное магнитное поле направлено вдоль оси 0Z, отношение частоты столкновений электронов к частоте поля – 0.1. Камера заполнена плазмой полностью

Слайд 13:

Пример расчета пространственного распределения электромагнитного поля ВЧ волны в разрядной камере, частота волны 137.6 МГц. Плотность электронов $2 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, циклотронная частота 500 МГц, постоянное магнитное поле направлено вдоль оси 0Z, отношение частоты столкновений электронов к частоте поля – 0.1. Антисимметричное возбуждение поля. Камера заполнена плазмой полностью.

Расчеты показывают также, что ход кривых импеданса от плотности электронов имеет немонотонный характер, поэтому можно предположить, что в плазме возбуждаются также стоячие электромагнитные волны с длиной, сравнимой с размерами системы. Это предположение подтверждается расчетами структуры поля в разряде.

Слайд 14:

В данной работе рассмотрена задача о расчете пространственных распределений электромагнитного поля в магнитоактивной плазме. Это задача весьма актуальна в данный момент в связи с необходимостью развития плазменных технологий. В результате выполнения работы

1. Выписаны уравнения определяющие пространственное распределение для электромагнитного поля в магнитоактивной плазме.

2. Проведен расчет дисперсионных кривых волн в магнитоактивной плазме при различных условиях.

3. Проведен расчет возможных неоднородных в пространстве распределений электромагнитного поля.

4. Проведен предварительный расчет импеданса разряди и пространственного распределения электромагнитного поля для модельной геометрии.

Проведенные расчеты могут быть основой для анализа в дальнейшем вольтамперных характеристик и пространственных распределений поля в различных типах разряда в магнитном поле.

Спасибо за внимание.