

Ионный циклотронный резонанс на движущейся плазме

И. И. Бакаев, Ю. Г. Залесский, Н. И. Назаров, А. М. Украинский, В. Т. Толок

Наблюдалось генерирование и поглощение ионных циклотронных волн в движущейся сгустке плазмы. Поглощение высокочастотной мощности происходило на двух частотах, сдвинутых в результате эффекта Доплера в обе стороны от некоторой средней частоты. Оказалось, что в затухании ионных циклотронных волн существенную роль играют магнитные берега. Так, при отсутствии одного берега второго пика поглощения не наблюдалось. Результаты измерения доплеровского сдвига и резонансных частот дают возможность определить усредненную скорость сгустка и плотность плазмы ($6,7 \cdot 10^6$ см/сек и $7 \cdot 10^{12}$ см⁻³ соответственно).

В большинстве случаев экспериментаторы, занятые исследованием удержания плазмы в магнитных ловушках, по-видимому, предпочли бы работать с плазмой, имеющей максимально высокую температуру. Если плазма создается с помощью внешних источников, имеется возможность дополнительного нагрева ее перед инжекцией в ловушки. Очевидно, что для нагрева движущихся плазменных сгустков потребуется достаточно быстрый способ нагрева. Таким способом может оказаться ионный циклотронный резонанс.

Действительно, в условиях проводимых в настоящее время экспериментов по изучению нагрева неподвижной плазмы с помощью ионного циклотронного резонанса [1—3] для значительного ускорения ионов плазмы требуется не более 10^{-5} сек. Таким образом, при скоростях движения сгустков порядка 10^7 см/сек длина нагревающей секции будет иметь разумные размеры (не более 1 м). Помимо эффекта нагрева в таких экспериментах благодаря повышению скорости ионов, направленной перпендикулярно силовым линиям магнитного поля, вероятно, можно ожидать некоторое улучшение условий захвата ионов в магнитной ловушке с пробками. Сравнивая резонансный высокочастотный нагрев неподвижной и движущейся плазмы, уместно отметить еще одно обстоятельство. В первом случае плазма заполняет весь объем диэлектри-

ческой камеры, где должен происходить нагрев. Внутренняя поверхность стенок цилиндрической камеры, на которую надета катушка высокочастотного контура, подвержена воздействию высокочастотного электрического разряда, так как напряженность электрического поля у стенок максимальна. В таком случае трудно гарантировать отсутствие в нагреваемой плазме большого количества примесей материалов стенок камеры.

В случае же нагрева плазменных сгустков, движущихся в высоком вакууме вдоль магнитного поля, возможна их изоляция от стенок камеры в течение времени пролета, если поперечные размеры сгустка, входящего в камеру, меньше поперечных размеров самой камеры. При этом уже не должен возникать высокочастотный разряд у стенок камеры, так как здесь может быть создан вакуум не хуже 10^{-7} мм рт. ст. Если сгусток пропускать в высоком вакууме по оси нагревающей высокочастотной катушки так, чтобы он не касался ее витков, то диэлектрическая камера становится ненужной. Таким образом, вся нагревающая система может быть помещена в прогреваемый металлический кожух. Помимо достаточно хороших вакуумных условий в данном случае можно обеспечить высокую электрическую прочность нагревающего высокочастотного контура и, следовательно, получить возможность повышения подводимой к плазме мощности.

Приведенные выше соображения будут служить предметом изучения в дальнейших экспериментах. В настоящей работе описаны лишь первые эксперименты по наблюдению ионного циклотронного резонанса на плазменных сгустках.

Экспериментальная установка схематически показана на рис. 1, а. Магнитное поле создавалось с помощью соленоида во время разряда через него конденсаторной батареи. На рис. 1, б

показана топография магнитного поля. Имеется однородный участок длиной 50 см с неоднородностью поля не более 1%, два магнитных берега и пробка на выходе из системы. Длительность полупериода магнитного поля 20 мсек. Высокочастотная мощность вводилась в плазму с помощью нагревающей катушки, являющейся индуктивностью высокочастотного контура и имеющей пространственный период длиной $\lambda_z = 20$ см. Высокочастотный контур, настроенный на частоту 10 Мгц, запитывался от генератора мощностью 100 квт. Плазموпровод в виде трубы из молибденового стекла диаметром 75 мм

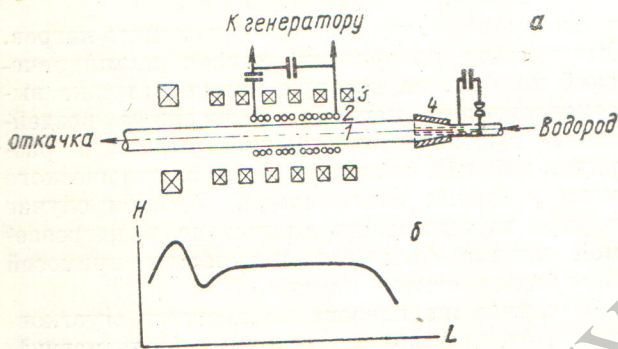


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а) и топография магнитного поля (б):
1 — плазموпровод; 2 — нагревающая катушка; 3 — соленоид; 4 — плазменная пушка.

и длиной 2 м помещался на оси соленоида. В трубе создавался вакуум порядка 10^{-6} мм рт. ст. В нее из безэлектродной плазменной пушки инжектировался сгусток плазмы. Пушка помещалась на расстоянии 45 см от края однородного участка магнитного поля в области, где напряженность магнитного поля была близка к нулю. Напуск газа осуществлялся с помощью импульсного клапана (на рис. 1 он не показан). Рабочим газом являлся водород, поступающий в клапан через палладиевый натекатель.

Время запусков всех элементов установки подбиралось так, чтобы сгусток достигал нагревающей катушки в момент максимальной напряженности продольного магнитного поля. В эксперименте измеряли скорость сгустков, движущихся в продольном магнитном поле, и зависимость напряжения на высокочастотном контуре от напряженности магнитного поля.

Скорость сгустка V_z измерялась электрическим зондом, вводимым в плазму, с помощью фотоумножителей, а также оценивалась по скорости нарастания нагрузки, вносимой сгустком в высокочастотный контур. Все эти методы

измерения дали близкие результаты: $V_z \approx 6 \cdot 10^6$ см/сек.

Форма нагрузки, вносимой сгустком в высокочастотный контур, для случая, когда напряженность магнитного поля меньше циклотронного значения, показана на осциллограмме рис. 2. Здесь прямая линия фиксирует

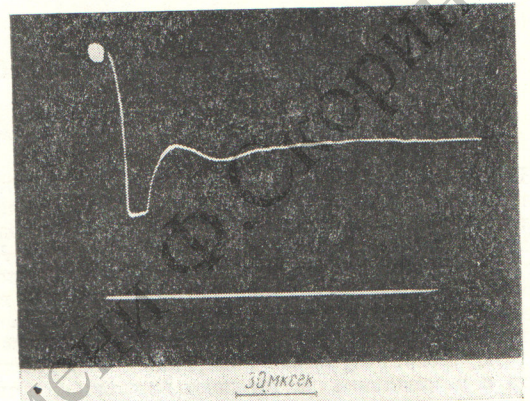


Рис. 2. Осциллограмма нерезонансной нагрузки, вносимой сгустком в высокочастотный контур.

нулевой уровень, точка вверх — величину напряжения на контуре до появления сгустка в нагревающей катушке. Нагрузка имеет фронт нарастания длительностью около 6 мксек. Считая, что длительность фронта нарастания нагрузки равна времени, за которое сгусток заполняет всю нагревающую катушку, можно оценить скорость сгустка в магнитном поле.

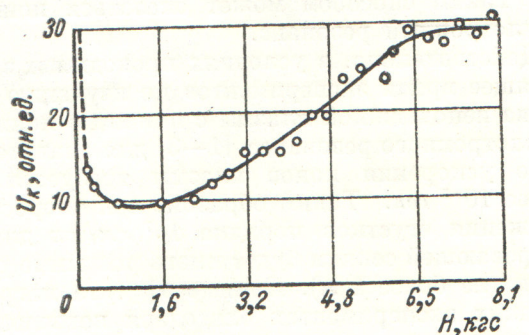


Рис. 3. Зависимость напряжения на высокочастотном контуре от напряженности магнитного поля.

Она оказывается равной $\sim 7 \cdot 10^6$ см/сек. По графику рис. 3 можно судить о зависимости нагрузки высокочастотного контура сгустком от напряженности магнитного поля. Имеется

некоторая оптимальная область значений напряженности магнитного поля от 1,0 до 2,5 кэс, где нагрузка максимальна.

При слабых полях нагрузка мала, очевидно, потому, что из-за потери частиц на стенках трубы низка плотность сгустка. С ростом поля нагрузка увеличивается и достигает максимума при значении $H = 1,6$ кэс. При дальнейшем росте поля она падает, вероятно, как за счет уменьшения радиуса сгустка и, следовательно, ослабления связи его с нагревающей катушкой, так и за счет уменьшения плотности сгустка вследствие частичного отражения на входе в продольное магнитное поле.

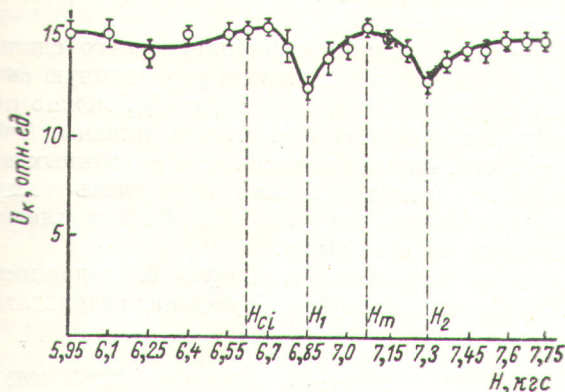


Рис. 4. Зависимость напряжения на высокочастотном контуре от напряженности магнитного поля (два магнитных берега).

После длительной тренировки камеры высокочастотным разрядом проведенные измерения указали на наличие двух пиков поглощения (рис. 4), симметрично расположенных относительно некоторого значения H_m , большего значения H_{ci} , соответствующего ионному циклотронному резонансу для отдельных ионов. Сдвиг пика поглощения высокочастотной мощности от H_{ci} в сторону больших магнитных полей свидетельствует о затрате мощности на генерирование ионных циклотронных волн [4]. По величине этого сдвига можно определить плотность плазмы. В условиях наших экспериментов циклотронное поглощение высокочастотной мощности мало по сравнению с нерезонансным, очевидно, из-за ослабления связи между плазмой и высокочастотным контуром при больших значениях магнитного поля. Такая зависимость хорошо повторяется от опыта к опыту, и кривая рис. 4 типична.

Наличие двух пиков поглощения следует объяснять доплеровским смещением частоты

генерируемых ионно-циклотронных волн, распространяющихся в обе стороны от нагревающей катушки, вдоль движущегося сгустка и навстречу ему. Эти две частоты должны равняться соответственно

$$\omega_1 = \omega_0 - k_z V_z \quad \text{и} \quad \omega_2 = \omega_0 + k_z V_z,$$

где ω_0 — резонансная частота контура; $k_z = \frac{2\pi}{\lambda_z}$ — компонента волнового вектора, направленная по оси; λ_z — длина возбуждаемой волны, равная пространственному периоду нагревающей катушки.

Получив экспериментально величину $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$, можно определить скорость сгустка, усредненную по длине, равной длине нагревающей катушки.

Для скорости сгустка имеем формулу

$$V_z = \frac{\left(\frac{eH_2}{Mc} - \frac{eH_1}{Mc} \right) H_{ci}}{2k_z H_m},$$

которая получается из равенства $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ при учете дисперсионного соотношения для ионных циклотронных волн [4]. Здесь H_1 и H_2 — напряженности магнитных полей, при которых генерируются циклотронные волны с частотами ω_1 и ω_2 соответственно; H_{ci} — напряженность магнитного поля, при котором выполняется условие резонанса для отдельных ионов водорода в неподвижной плазме; H_m — значение напряженности магнитного поля, при котором генерируются циклотронные волны в неподвижной плазме; e , M , c — соответственно заряд иона, масса иона и скорость света. Для значений H_1 , H_2 , H_{ci} и H_m , указанных на рис. 4, скорость сгустка V_z равна $\sim 6,7 \cdot 10^8$ см/сек. Это согласуется с измерениями скорости сгустка другими методами.

Плотность сгустка n_i , усредненная по длине, равной длине нагревающей катушки, вычислялась из дисперсионного соотношения для неподвижной плазмы [4]

$$n_i \approx \left[\left(\frac{H_m}{H_{ci}} \right)^2 - 1 \right] \cdot \frac{1}{5 \cdot 10^{-17} \lambda_z^2}$$

и оказалась равной $\sim 7 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Заметим, что зондирование сгустка микроволновым сигналом с длиной волны 8 мм свидетельствует о наличии в этих условиях плазмы с плотностью не ниже чем $1,6 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Разумеется, параметры сгустка изменяются во времени, поэтому все сравнения параметров плазмы нужно проводить для одного фиксированного момента времени.

Кривая, показанная на рис. 5, представляет ту же зависимость, что и на рис. 4, но для случая, когда магнитный берег на входе сгустка в однородное магнитное поле отсутствовал. Как видно из графика, поглощения высокочастотной мощности на частоте ω_2 не наблюдается.

На рис. 5 показаны резонансные нагрузки для двух разных участков сгустка, расстояние

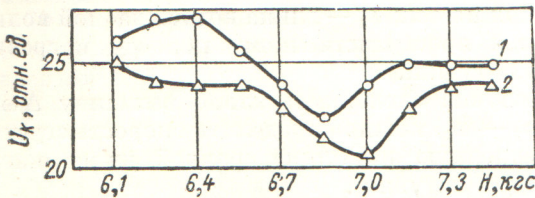


Рис. 5. Резонансные нагрузки для двух разных участков сгустка, обусловленные генерированием волны с частотой ω_1 (один магнитный берег).

между которыми по длине сгустка ~ 1 м. Кривые 1 и 2 соответствуют двум точкам осциллограммы. Интервал во времени между ними ~ 20 мксек. Относительный сдвиг резонансных пиков по полю, по-видимому, вызван разницей скоростей выбранных участков сгустка. В данном случае это различие составляет $\sim 2\%$. Данные кривые иллюстрируют тот факт, что участки, более удаленные от переднего фронта сгустка, движутся с меньшими скоростями.

Таким образом, в условиях эксперимента наблюдается поглощение высокочастотной мощности плазменным сгустком на двух частотах, смещенных в результате эффекта Доплера в обе стороны от некоторой средней частоты, которая в свою очередь смещена в сторону более

низких частот относительно циклотронной частоты для отдельных ионов водорода. Такое смещение соответствует условию генерирования ионных циклотронных волн.

В затухании последних существенную роль играют магнитные берега. При наличии двух берегов (с обеих сторон от нагревающей катушки) обе волны с частотами ω_1 и ω_2 могут затухать, и поэтому наблюдаются два пика поглощения высокочастотной мощности. Если вместо одного из берегов образуется резкая неоднородность магнитного поля, то в этом месте волна должна отражаться и возвращаться в катушку. В таком случае второго пика поглощения не должно наблюдаться. Это было подтверждено экспериментально.

Измерение величины доплеровского сдвига дает возможность установить усредненную скорость сгустка. Определив H_{ci} и H_m , можно получить информацию о плотности плазмы. Очевидно, что, снимая зависимости указанных величин от времени, можно определить также и распределение скорости и плотности плазмы в сгустке по его длине.

Авторы выражают глубокую благодарность К. Д. Синельникову за обсуждение результатов работы.

Поступила в Редакцию 22/IX 1962 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Д. Синельников и др. «Ж. техн. физ.», 30, 282 (1960).
2. W. Hooge et al. Phys. of Fluids, 4, 1131 (1961).
3. Н. И. Назаров и др. «Ж. техн. физ.», 32, 536 (1962).
4. T. Stix, R. Palladino. Phys. of Fluids, 3, 641 (1960).

УДК 539.17

Кинетическая энергия осколков и α -частиц при тройном делении U^{235}

В. Н. Дмитриев, К. А. Петржак, Ю. Ф. Романов

Измерены энергетические распределения осколков тройного деления, соответствующие различным энергетическим интервалам в спектре длиннопробежных α -частиц со средними энергиями 10,6; 16,4; 20,3 и 24,0 Мэв. Получено, что при $E_\alpha > 15$ Мэв суммарная наиболее вероятная энергия осколков тройного деления в пределах ошибок опыта не зависит от энергии α -частиц, а при $E_\alpha = 10,6$ Мэв — больше на ~ 4 Мэв. Результаты измерений обсуждаются.

Экспериментальные данные о связи между кинетической энергией осколков и энергией длиннопробежных α -частиц при тройном делении ядер представляют большой интерес. Они необходимы для оценки степени деформации ядра перед тройным делением и для построения гипотезы о механизме тройного деления.