

О РАБОТАХ НА ТЕРМОЯДЕРНОЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКЕ ОГРЕ

*И. Н. Головин, Л. И. Артеменков, Г. Ф. Богданов,
Д. А. Панов, В. И. Пистуневич, Н. Н. Семашко*

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Основные сведения о конструкции Огры опубликованы И. В. Курча-
товым¹ в 1958 г. Первое сообщение об опытах на ней было сделано на кон-
ференции Общества инженеров-электриков в Лондоне² в 1959 г. При напи-
сании этой статьи мы предполагаем, что читатель знаком с этими мате-
риалами.

На Второй женевской конференции по мирному использованию атом-
ной энергии в 1958 г. выяснилось, что элементарные сечения взаимодействия
быстрых ионов, использованные нами при расчете накопления горячей
плазмы в Огре, сильно отличаются от сечений, измеренных к тому време-
ни в лабораториях США. По вопросу о перспективах накопления плазмы
в Огре и подобных ей ловушках на конференции и в последующие годы
развернулась дискуссия^{5, 9}, и в Англии⁶, США⁷ и СССР были повторены
измерения сечений.

Второй параграф посвящен анализу режимов накопления на основе
последних результатов измерений. В § 3 обсуждается возможное влияние
на накопление еще не изученных факторов. В § 4 кратко изложены резуль-
таты опытов на Огре, полученные до октября 1960 г.

§ 2. ТОК ПЕРЕВАЛА И ВАКУУМНЫЕ УСЛОВИЯ, НЕОБХОДИМЫЕ ДЛЯ НАКОПЛЕНИЯ ПЛОТНОЙ ПЛАЗМЫ В ОГРЕ

Как уже сообщалось ранее^{1, 2}, захват ионов в Огре начинается
с диссоциации молекулярных ионов H_2^+ на водороде, возникающем в каме-
ре при нейтрализации инжектированного пучка ионов. Рост плотности
плазмы до значений, ограниченных уходом через пробки, и откачка возни-
кающего водорода возможны только при выполнении специальных усло-
вий. Ток инжектированных ионов должен превосходить, вообще говоря,
некоторое критическое значение, называемое нами током перевала. Если
ток инжекции постепенно увеличивать от малых значений до тока перева-
ла, плотность плазмы n растет, а плотность водорода n_0 падает. Режим
перевала характеризуется тем, что плотность плазмы делается равной
плотности водорода или превосходит ее. Вблизи перевала становится
существенной диссоциация молекулярных ионов на ранее захваченных
протонах. После перевала практически вся диссоциация происходит
на протонах.

Процесс накопления горячей плазмы в Огре сильнее всего зависит от четырех сечений:

- а) сечения диссоциации σ_d молекулярного иона H_2^+ в водороде,
- б) сечения диссоциации σ_d^* молекулярного иона H_2^+ протонами,
- в) сечения перезарядки σ_{π} протонов в водороде,
- г) сечения ионизации σ_{π} водорода протонами.

Использованные нами в 1958 г. значения σ_d были измерены Н. В. Федоренко³ в ЛФТИ в 1957 г. Они в 2,5 раза превышали значения σ_d , полученные Барнеттом в Окридже⁴. В подробном расчете режима накопления в Огре, выполненном А. Саймоном в Окридже⁵, «американские» сечения дали в 40 раз большее значение тока перевала, чем «советские» сечения. В настоящее время такого расхождения больше нет. Измерения Суитмена в Англии⁶ и Постма и Хамблена в Окридже⁷ показали, что старые значения σ_d Барнетта были занижены почти вдвое. Проверка измерений, выполненная Н. В. Федоренко в 1960 г., привела к некоторому снижению его значения. Новые значения σ_d Федоренко только на 20—30% выше σ_d по Суитмену, удовлетворительно согласующихся с результатами Постма и Хамблена. Сечение диссоциации σ_d^* на протонах до сих пор никем не измерено. Имеется единственный расчет Герджоя⁸, не проверенный другими авторами. В 1958 г. мы принимали при расчетах, что $\sigma_d^* = \sigma_d$, в то время как в интересующем нас интервале энергий σ_d^* по Герджою вдвое меньше σ_d . В других двух сечениях σ_{π} и σ_{π} никогда не было расхождения между советскими и зарубежными измерениями.

В 1960 г. группа сотрудников Ливерморской лаборатории⁹ вновь провела анализ условий накопления плазмы в ловушке методом диссоциации инжектируемых ионов H_2^+ и пришла к выводу, что ток перевала в Огре должен составлять несколько ампер. Для полного анализа кинетики накопления плазмы надо решать систему дифференциальных уравнений, описывающих накопление ионов и убыль газа. В этой статье мы не будем учитывать ход накопления во времени и роль начальных условий, а ограничимся вычислением величины тока перевала. Для этого достаточно рассмотреть систему алгебраических уравнений баланса частиц в стационарном состоянии. Из нее мы узнаем ток перевала, плотность плазмы и давление водорода на перевале как функции энергии инжектируемых ионов и параметров ловушки. При этом мы пренебрежем незначительными потерями, связанными с перезарядкой молекулярных ионов. В условиях Огры также нет нужды учитывать диссоциацию молекулярных ионов на ранее вошедших молекулярных ионах. Единственным видом потерь протонов из ловушки будем считать перезарядку. Уход через пробки и диффузия поперек магнитного поля из-за парных столкновений скажутся при плотности плазмы, значительно превышающей плотность на перевале. О роли иных механизмов потерь в Огре мы пока не имеем экспериментальных сведений. В балансе газов мы пренебрежем всеми компонентами, кроме водорода, пренебрежем также натеканием водорода из инжектора. Действительно, натекание из инжектора происходит в Огре только через магнитный канал с пропускной способностью ~ 30 л/сек. При давлении остаточных газов в инжекторе $\sim 1 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. это даст поток в 10^{15} атомов/сек, что на три порядка меньше потока водорода, приносимого ионным пучком.

Уравнения баланса ионов и нейтралов в этих условиях имеют вид

$$\frac{a}{\Omega} J (n_0 \sigma_d + n \sigma_d^*) \mathcal{L} = n_0 n \sigma_{\pi} v, \quad (2,1)$$

$$\frac{1}{\Omega} J q = n_0 n \sigma_{\pi} v e + \frac{P}{\Omega} n_0. \quad (2,2)$$

Здесь J — инжектируемый ток (ионов/сек); Ω — объем, занятый плазмой; α — доля протонов, не попадающих на магнитный канал; \mathcal{L} — эффективная длина пробега молекулярного иона в ловушке до его гибели на магнитном канале; n_0 и n — соответственно число молекул водорода и число протонов в 1 см^3 ; v — скорость протонов; q — число молекул водорода, поступающих в объем при гибели одного молекулярного иона на магнитном канале; ε — доля медленных ионов, захватываемых торцовыми откачными системами, в то время как $1 - \varepsilon$ — число ионов, возвращающихся в объем в виде молекул водорода; P — скорость откачки (в $\text{см}^3/\text{сек}$) водорода из объема, занятого плазмой. Из (2,1) и (2,2) и условия, что на перевале $dJ/dn_0 = dJ/dn = 0$, получаем формулу для тока перевала

$$J_{\text{пер}} = \frac{1}{4} \frac{q}{\varepsilon \alpha^3} \frac{\Omega}{\mathcal{L}^2} \frac{v \sigma_{\Pi}^2}{\sigma_{\Pi} \sigma_{\text{д}}^* \sigma_{\Pi}} \left\{ 1 - \frac{\alpha \mathcal{L}}{q} \frac{1}{\Omega} \frac{\sigma_{\text{д}}^*}{v \sigma_{\Pi}} P \right\}^2 \quad (2,3)$$

и формулы для плотности плазмы и водорода на перевале

$$n_{\text{пер}} = \frac{1}{2} \frac{q}{\varepsilon \alpha \mathcal{L}} \frac{\sigma_{\Pi}}{\sigma_{\Pi} \sigma_{\text{д}}^*} \left(1 - \frac{\alpha \mathcal{L}}{q} \frac{1}{\Omega} \frac{\sigma_{\text{д}}^*}{v \sigma_{\Pi}} P \right), \quad (2,4)$$

$$n_{0 \text{ пер}} = \frac{1}{2} \frac{q}{\varepsilon \alpha \mathcal{L}} \frac{\sigma_{\Pi}}{\sigma_{\Pi} \sigma_{\text{д}}} \frac{\left(1 - \frac{\alpha \mathcal{L}}{q} \frac{1}{\Omega} \frac{\sigma_{\text{д}}^*}{v \sigma_{\Pi}} P \right)^2}{1 + \frac{\alpha \mathcal{L}}{q} \frac{1}{\Omega} \frac{\sigma_{\text{д}}^*}{v \sigma_{\Pi}} P}. \quad (2,5)$$

При достаточно большой скорости откачки P ток перевала обращается в нуль, т. е. откачка справляется с поступлением газа, порождаемого

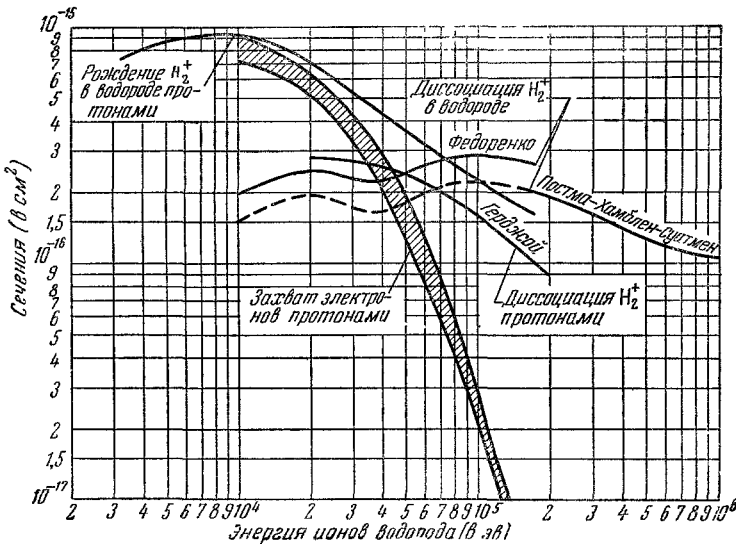


Рис. 1. Важнейшие сечения, определяющие процесс накопления плазмы в Огре.

Заштрихованная область включает в себя значения сечений захвата электрона протоном в водороде, полученные в работах¹⁴. Сечения диссоциации иона H_2^+ в области энергий 10^4 — $1,5 \cdot 10^5$ эВ приведены в соответствии с поправкой, данной Федоренко в 1960 г. Пунктирная кривая получена умножением значений Федоренко на 0,78 для «сшивания» с кривой Суитмена, Постма и др. Сечения образования ионов H_2^+ протонами в водороде взяты по измерениям Ильина³.

ионным пучком, и накопление плазмы идет до тех пор, пока рост ее плотности не будет ограничен иными, чем перезарядка, механизмами потерь.

В Огре объем, занимаемый плазмой, $\Omega = 8 \cdot 10^6 \text{ см}^3$. Графически найдено для используемого в Огре магнитного канала, что $\alpha = 0,7$.

Измерения¹⁰ показали, что при плотности ионов до 10^7 см^{-3} геометрическая длина пробега ионов H_2^+ до их гибели на инжекторе достигает $1,5 \cdot 10^5 \text{ см}$, причем за первые два отражения, пока ионы не вышли из зацепления с каналом, на канале гибнет до 30% их числа. Считая, что эта часть ионов не дает вклада в накопление плазмы, но что геометрическую длину пробега удастся в дальнейшем увеличить по крайней мере до $1,8 \cdot 10^5 \text{ см}$, мы примем \mathcal{L} равным $1,3 \cdot 10^5 \text{ см}$. Поскольку в измеренных различными

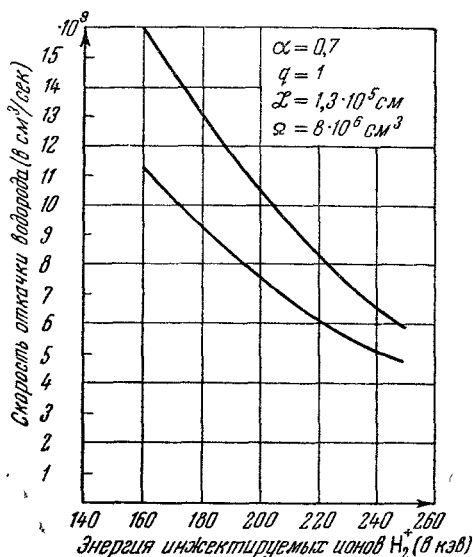


Рис. 2. Скорости откачки, обращающие в нуль ток перевала.

Верхняя кривая — неблагоприятный набор сечений, нижняя — наиболее благоприятный набор сечений.

измерениям В. А. Симонова в Научно-исследовательском вакуумном институте $q < 1$. При большем облучении q приближается к 1 и при всех доступных нам облучениях остается равным 1 для меди, нержавеющей стали и золота. Катодное распыление этих металлов ионами водорода с энергией 100–200 кэВ составляет менее 0,05 атома на упавший ион.

Наименьшее измеренное В. А. Симоновым значение q равно 0,7. Величина ε существенно зависит от конструкции торцовых откачивающих устройств и в принципе может быть сделана сколь угодно близкой к 1. Для этого надо, чтобы сорбирующие поверхности не были видны из области, занятой горячей плазмой. В Огре это не осуществлено. Поэтому предъявляются особо строгие требования к сорбции. Учитывая, что плотность потока ионов на торцовые сорбирующие поверхности не будет превышать $10^{13} \text{ ионов/см}^2 \text{ сек}$, представляется возможным достаточно длительное поддержание значения $\varepsilon < 0,3$. Верхнее достижимое значение ε зависит от многих причин. Измерения В. А. Симонова показывают, что не исключена возможность получения $\varepsilon = 0,8$. Для ориентировки в порядке величин мы приведем результаты расчетов, выполненных для $\varepsilon = q = 1$.

На рис. 2 изображена зависимость скорости откачки P_0 , обращающей в нуль ток перевала, от энергии инжектированных ионов H_2^+ . При $P > P_0$ плотность накопленной плазмы по формуле (4,2) делается отрицательной. Это означает, что для $P > P_0$ расчет не имеет смысла.

авторами значениях сечений имеется разброс, указанный на рис. 1, мы выберем две группы значений: первую группу, наименее благоприятную для накопления, с наименьшими значениями σ_d (для этого «сошьем» кривую Федоренко с кривой Суитмена, Постма и Хамблена, умножив значения Федоренко на 0,78, как показано на рис. 1) и наибольшими значениями для сечений перезарядки, соответствующими верхней границе заштрихованной области на рис. 1; вторую группу значений с σ_d по Федоренко, а σ_p — отсчитываемыми по нижней границе заштрихованной области. Коэффициенты q и ε характеризуют состояние поверхностей в камере. Поверхность магнитного канала должна быть особенно тщательно очищена. Первое время после впуска ионного пучка она будет очищаться от окислов и насыщаться водородом. До облучения 10^{18} ионов водорода на 1 см^2 по измерениям

При $P=P_0$ минимальная плотность n_0 также определяется не формулой (5,2), а во всяком случае n_0 больше минимальной плотности, получающейся в камере до выпуска ионного пучка.

Мы видим, что приведенные на рис. 2 значения скорости откачки вполне реальны. Действительно, минимальная средняя плотность газа в объеме, занятом плазмой, это — плотность, получаемая при однократном пролете молекул водорода от канала к сорбирующим стенкам. Простой расчет показывает, что если стенки полностью сорбируют, то плотность получается в несколько раз меньше требующейся. При полной сорбции водорода на участке стенок в 1,5 м по обе стороны от центра камеры она соответствует скорости откачки в 20 млн. л/сек. На рис. 2 показано, что для обращения в нуль тока перевала при энергии ионов H_2^+ в 250 кэв необходима скорость откачки не более 6 млн. л/сек. Следовательно, достаточно поддерживать на этом участке стенок коэффициент сорбции водорода $\geq 0,3$. Эта задача представляется нам вполне разрешимой.

На рис. 3 изображена зависимость тока перевала от энергии инжектируемых ионов H_2^+ при разных скоростях откачки. Мы видим, что при энергии инжекции 200 кэв осуществление перевала — трудная задача. При энергии инжекции в 250 кэв она значительно упрощается.

Учитывая приближенный характер расчета, мы считаем необходимым для перехода через перевал научиться вводить в ловушку Огры ток H_2^+ в 300—400 ма и достигнуть скорости откачки в центре камеры в 4—5 млн. л/сек.

§ 3. УСТОЙЧИВОСТЬ, ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ЗАРЯД И ОХЛАЖДЕНИЕ ИОНОВ ЭЛЕКТРОНАМИ

Все рассуждения о создании управляемых термоядерных реакторов основаны на мысли, что обеспечены как магнитогидродинамическая устойчивость плазмы в целом, так и микроскопическая устойчивость, без которой магнитная термоизоляция может быть нарушена. Для обеспечения магнитогидродинамической устойчивости выдвинуто достаточно много предложений. Ежегодно мы получаем новые экспериментальные подтверждения теории в этом вопросе. Поэтому, если механизмы, обнаруженные

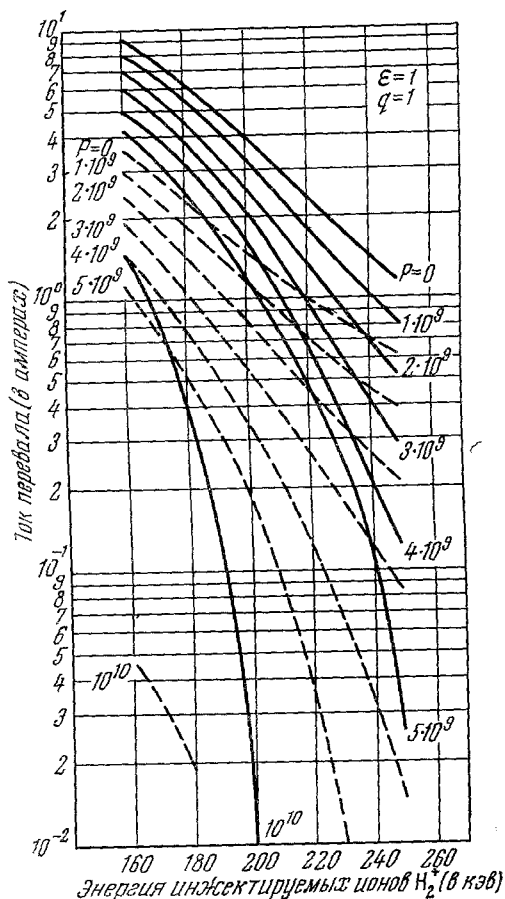


Рис. 3. Ток перевала как функция энергии инжектируемых ионов H_2^+ при различных скоростях откачки.

Сплошные кривые — неблагоприятный, пунктирные — благоприятный набор сечений.

Постом и др.¹¹, не будут действовать в Огре при глубоком вакууме и проявится перестановочная неустойчивость, изученная в опытах М. С. Иоффе и В. Г. Тельковского¹², то мы внесем коррекцию в поле Огры, сделав его возрастающим во всех направлениях от центра ловушки. Это можно осуществить, например, добавив к обмотке Огры стабилизирующие витки, подобные трехзаходным спиральным обмоткам стелларатора. По-видимому, добавления таких витков будет достаточно для обеспечения магнито-гидродинамической устойчивости плазмы в целом. Что касается развития микроскопических неустойчивостей, то высказывания в этой области почти полностью лишены экспериментального обоснования. Проводимые сейчас опыты покажут, развиваются ли они в плазме, получаемой с помощью захвата частиц, ускоренных вне ловушки, и представляют ли они опасность с точки зрения удержания плазмы магнитным полем.

Другое затруднение может быть специфичным для случая инъекции ионов через канал той или иной конструкции и связано с нарушением осевой симметрии системы. При инъекции сильного тока пространственный заряд плазмы может быть сильно несимметричным. Анализ, проведенный О. Б. Фирсовым, показал, что при положительном азимутальном дрейфе, соответствующем магнитному полю, убывающему по радиусу, такая асимметрия может привести к упорядоченному потоку ионов к стенке камеры. В поле со стабилизирующими витками азимутальный дрейф имеет противоположный знак, и эта опасность, по-видимому, отсутствует.

Пространственный заряд положительных ионов в Огре в значительной мере компенсируется электронами, получающимися при ионизации остаточного газа, потому что образующиеся медленные ионы выталкиваются пространственным зарядом вдоль магнитных силовых линий из ловушки. Величина пространственного заряда плазмы определяется в основном двумя факторами: уходом электронов через пробки и колебаниями плотности плазмы. Уход электронов через пробки приводит к образованию пространственного заряда, величина которого растет с температурой электронов. Если по какой-либо причине возникнут колебания плотности плазмы, синхронные по всей ловушке, то пространственный заряд во время нарастания плотности будет превышать то значение, которое установилось бы в стационарном состоянии из-за ухода электронов. Измерения, выполненные на Огре, показали, что в ряде режимов магнитного поля при не слишком малом инжектируемом токе потенциал плазмы измеряется киловольтами и претерпевает негармонические колебания. Подробнее об этом сказано в § 4.

Положительный пространственный заряд вызывает положительный азимутальный дрейф ионов и поэтому влияет на длину \mathcal{L} пробега молекулярных ионов до гибели их на инжекторе. Это обстоятельство может наложить дополнительные требования на конструкцию установки. Например, может потребоваться одновременно с ростом пространственного заряда понижать потенциал торцовых электродов, регулируя таким образом скорость дрейфа.

Охлаждение ионов электронами не мешает накоплению, если обмен энергией будет происходить лишь в результате кулоновских взаимодействий между ними. Однако не исключены другие коллективные механизмы обмена энергией, которые предстоит изучить на опыте и теория которых еще не полна.

Чисто теоретическое изучение перечисленных процессов, могущих возникать в плазме Огры, едва ли может нас сильно продвинуть в предсказании явлений. Сейчас мы находимся на той стадии исследований, когда накапливаемые экспериментальные сведения должны сопровождаться теоретическим анализом, направляющим дальнейшее развитие опытов.

§ 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ОПЫТОВ НА ОГРЕ

Эта статья пишется в тот момент, когда закончена переделка ряда узлов Огры, предпринятая с целью увеличения введенного тока ионов H_2^+ и улучшения вакуумных условий. Переделка дала следующие результаты. Если весной 1960 г. нам удалось ввести только 30—35 *ма* ионов H_2^+ и давление в центре камеры поднималось на $2 \cdot 10^{-8}$ *мм* рт. ст. на каждый миллиампер введенного тока, то теперь мы вводим до 150 *ма* тока ионов H_2^+ и давление водорода в центре камеры возрастает уже только на $2 \cdot 10^{-10}$ *мм* рт. ст. на миллиампер введенного тока ионов H_2^+ . Исследования плазмы при этих новых возможностях только начаты, и мы не будем упоминать полученные результаты, накапливающихся с каждым днем. Все, что сказано дальше о накоплении плазмы, получено до реконструкции, когда введенный ток не превышал 30 *ма* и давление в центре камеры не опускалось, как показали недавние измерения, ниже $2 \cdot 10^{-7}$ *мм* рт. ст.

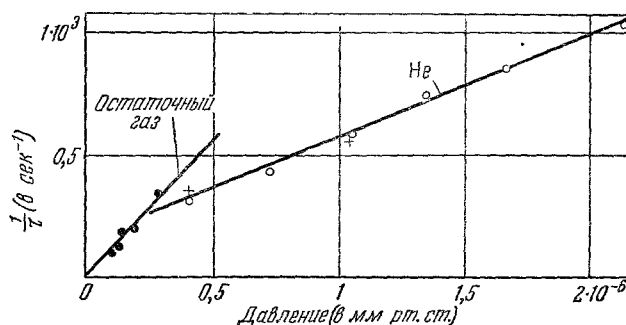


Рис. 4. Зависимость времени жизни τ протонов в Огре от давления гелия и остаточных газов.

Энергия инжектируемых ионов H_2^+ 200 *кэв*. По мере «отравления» титана и увеличения вводимого тока до 20 *ма* давление в камере росло, что зафиксировано на рисунке как разные значения давления остаточного газа. Компонентный состав остаточного газа не зарегистрирован.

Последние измерения времени жизни протонов в ловушке Огры¹⁰ проведены при энергии ионов в 200 *кэв* и введенном токе молекулярных ионов до 20 *ма*. При давлении $1 \cdot 10^{-7}$ *мм* рт. ст. и введенном токе 0,6 *ма* время жизни протонов составило 10 *мсек*. Зависимость времени жизни от давления гелия и остаточного газа приведена на рис. 4. На основании этих результатов мы можем утверждать, что в пределах погрешностей измерений никаких потерь ионов из ловушки, кроме потерь от перезарядки, не наблюдается.

Плотность горячей компоненты плазмы n можно вычислить по формуле

$$J \mathcal{L} n_0 \sigma_d = \frac{n}{\tau} \Omega. \quad (4,1)$$

При токе H_2^+ в 20 *ма*, энергии 200 *кэв*, времени жизни $\tau = 3$ *мсек* получаем n порядка 10^7 *см*⁻³.

Для измерения наименьших плотностей электронов в Огре оказался удобным следующий метод, разработанный при участии И. Г. Гончарова и Ю. Н. Днестровского. Генератором электромагнитных колебаний метрового диапазона возбуждаются собственные колебания камеры Огры как полого резонатора. При появлении плазмы частоты собственных

колебаний камеры смещаются. Ю. Н. Днестровским с помощью теории возмущений дана связь между плотностью электронов и сдвигом частоты. Теория исходит из предположения, что плазма равномерно заполняет цилиндрический объем с размерами, отличными от размеров резонатора. Предполагается, что плазма имеет малую плотность, так что ленгмюровская частота ω_0 много меньше частоты колебаний резонатора, которая в свою очередь много меньше электронной циклотронной частоты в магнитном поле ловушки. Магнитное поле принимается постоянным и параллельным оси камеры. Столкновениями электронов с атомами и ионами пренебрегаем. При этих условиях для колебаний типа E_{01i} (в Огре возбуждаются

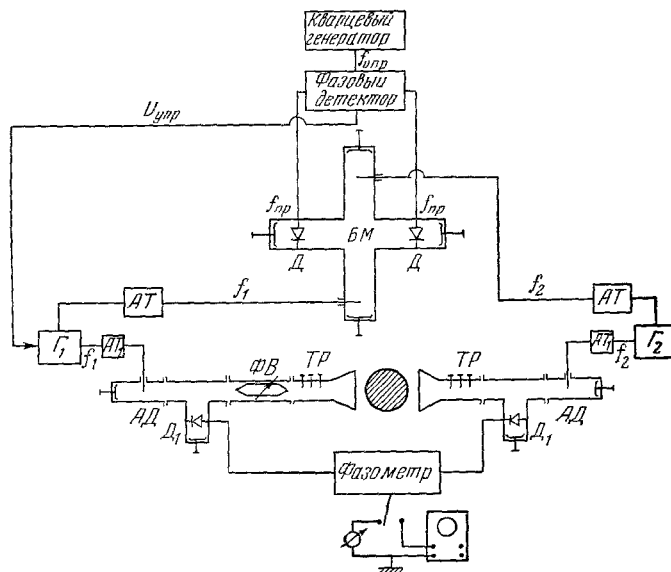


Рис. 5. Блок-схема интерферометра.

Сигналы с частотами f_1 и f_2 (2800,000 и 2800,345 Мгц) от генераторов ГСС-27 (G_1 и G_2) поступают через развязывающие аттенюаторы $АТ_1$ в измерительный волноводный тракт, состоящий из адаптеров $АД$, H -тройников, в боковых плечах которых стоят кристаллические детекторы $Д_1$, фазовращателя $ФВ$ в левом плече, согласующих трансформаторов $ТР$ и рупоров. Сигналы разностной частоты 345 кгц с детекторов $Д_1$ поступают в фазометр. Набег фазы регистрируется осциллографом или стрелочным прибором. Стабилизация разностной частоты 345 кгц осуществляется автоподстройкой генератора G_1 . Сигналы с генераторов (G_1 и G_2) через аттенюаторы $АТ$ поступают на детекторы $Д$, находящиеся в противоположных плечах балансного моста $БМ$. На фазовом детекторе фаза сигнала промежуточной частоты $f_{пр}$ поступающего с детекторов $Д$, сравнивается с фазой опорного сигнала ($f_{опр}=345$ кгц) от кварцевого генератора. С выхода фазового детектора напряжение $U_{упр}$ подается на отражатель клистрона генератора G_1 .

колебания с $i \geq 6$) с достаточной точностью выполняется соотношение, связывающее плотность электронов n_e со сдвигом Δf собственных частот камеры

$$n_e \approx 10 \Delta f.$$

Разработанная аппаратура позволяет измерять смещение Δf , не меньшее 0,1 Мгц, так что минимальная регистрируемая плотность электронов $n_e \approx 10^6$ см $^{-3}$. Максимальная плотность электронов, при которой возбуждаются колебания, определяется из условия $\omega_0 < \omega$, где ω — возбуждаемая частота. Возбуждаемые частоты лежат в пределах 170—200 Мгц, так что измеряемая плотность электронов $n_e < 4 \cdot 10^8$ см $^{-3}$.

Используя генератор с качающейся частотой, авторы получили возможность видеть на экране осциллографа спектр колебаний камеры и наблюдать изменение во времени n_e по сдвигу резонансных пиков. Достоинством этого метода является то, что он дает среднее значение плотности электронов в объеме плазмы, недостатком — большие трудности в возбуждении колебаний камеры, когда в нее помещены другие измерительные устройства или средства сорбционной откачки.

Для измерения более высоких плотностей электронов В. Т. Карпухиным сконструирован и изготовлен интерферометр на длине волны 3 см. Блок-схема его изображена на рис. 5. Минимальный регистрируемый интерферометром набег фазы равен одному градусу, чему соответствует плотность электронов $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$. Интерферометр имеет выходы на стрелочный прибор и осциллограф. Рупоры интерферометра расположены в среднем поперечном сечении камеры Огря. Таким образом, он усредняет плотность только по одному сечению, в котором производится инжекция ионов. Поэтому даваемые им плотности электронов могут превышать среднее значение плотности по объему плазмы.

Используя оба метода, мы имеем возможность измерить как плотность электронов при $n_e \geq 10^6 \text{ см}^{-3}$, так и их время жизни в ловушке.

Измерения показали, что плотность электронов растет с повышением давления газов в камере и увеличением инжектированного тока. Например, при 15 ма ионов H_2^+ с энергией 100 кэв и давлении аргона $5 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$ плотность, измеренная интерферометром, превышает $1,5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. При том же токе и давлении аргона $5 \cdot 10^{-7}$ плотность $n_e = 1 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, в камере всегда имеются две компоненты плазмы, «горячая» и холодная, причем плотность холодной компоненты при давлении остаточных газов более $10^{-7} \text{ мм рт. ст.}$ значительно больше плотности «горячей» компоненты. При давлении ниже $10^{-7} \text{ мм рт. ст.}$ плотности обеих компонент выравниваются. Выключение ионного пучка показывает, что холодная компонента живет значительно дольше, чем «горячая». Время жизни холодной плазмы иллюстрируется на рис. 6.

На Огре экспериментаторы впервые получили возможность наблюдать магнитное излучение ионов. Расчеты показали, что даже при малой плотности плазмы оно должно быть доступно измерению. На основании этих расчетов А. Н. Кархов¹³ построил аппаратуру, позволяющую вести прием этого излучения по всему спектру. На рис. 7 приведены примеры спектров излучения ионов. Наряду с низшей гармоникой $\omega_2 = \frac{eH}{Mc}$, где M — масса молекулярного иона H_2^+ , мы видим другие максимумы,

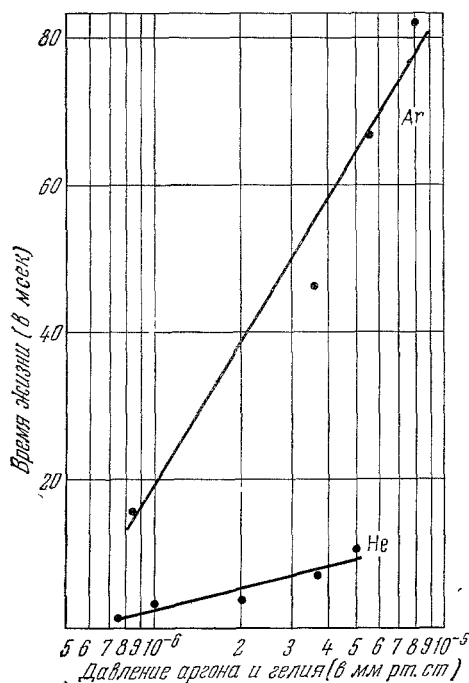


Рис. 6. Время жизни холодной компоненты плазмы τ_x , измеренное интерферометром.

В течение всего времени регистрации (до 100 мсек) плотность электронов убывает по экспоненциальному закону $\exp(-t/\tau_x)$. Энергия ионов H_2^+ 100 кэв, инжектированный ток 25 ма.

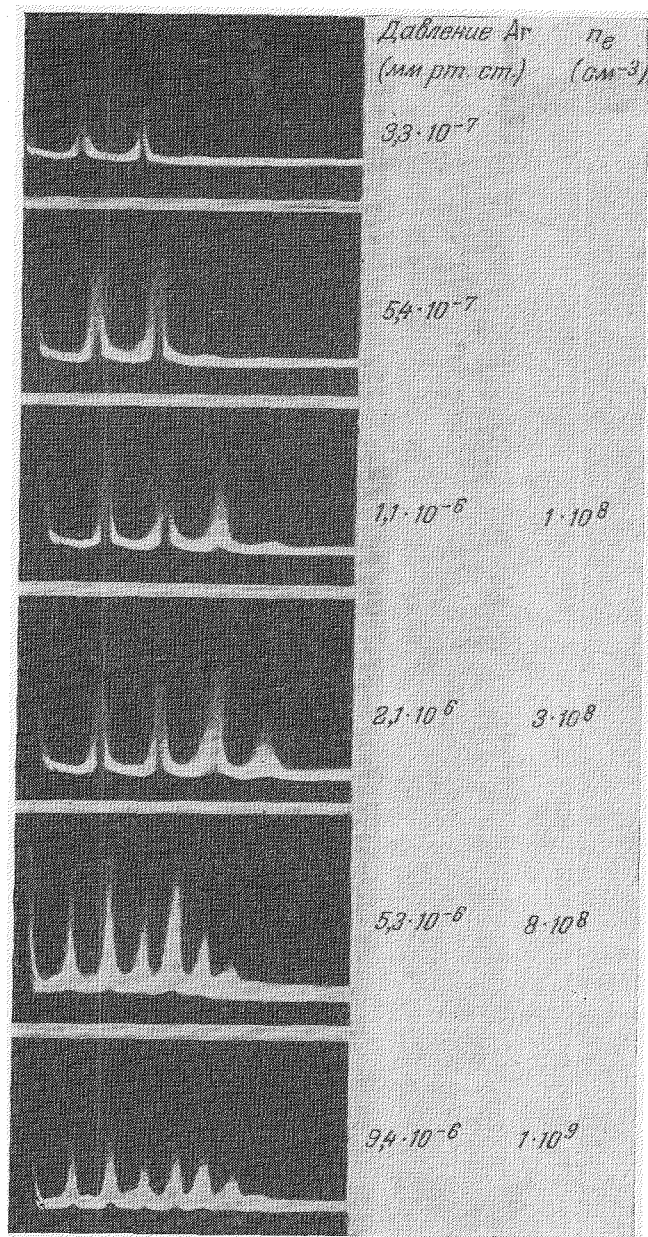


Рис. 7. Магнитное излучение ионов при разных давлениях аргона. С ростом плотности электронов n_e полное излучение растет в основном за счет излучения кратных гармоник. Все кадры сняты при одном усилении приемной аппаратуры. Инжектируемый ток ионов H_2^+ 5 ма при энергии 100 кэв. Антенна расположена перпендикулярно к оси камеры в двух метрах за магнитной пробкой. На последних двух кадрах масштаб частот уменьшен.

потока нейтралов, а следовательно, и плотность накопленных протонов быстро уменьшаются. Измерения магнитного поля показывают, что при силе «управляющего» тока около 2000 а магнитные силовые линии, проходящие через магнитный канал, касаются стенок камеры в области минимума поля перед пробками. При этом молекулярные ионы начинают погибать на стенке камеры, не претерпев и одного отражения от пробки. С этим, несомненно, связано быстрое уменьшение потока нейтралов при дальнейшем увеличении «управляющего» тока.

Более сложная картина раскрывается при уменьшении «управляющего» тока (см. рис. 12). Действительно, измерения показали, что при инъекции тока 0,5—1 ма наибольшая длина пробега \mathcal{L} , до возврата молекулярных ионов на канал, получается при $I_{\text{упр}} \cong 1600$ а. С уменьшением

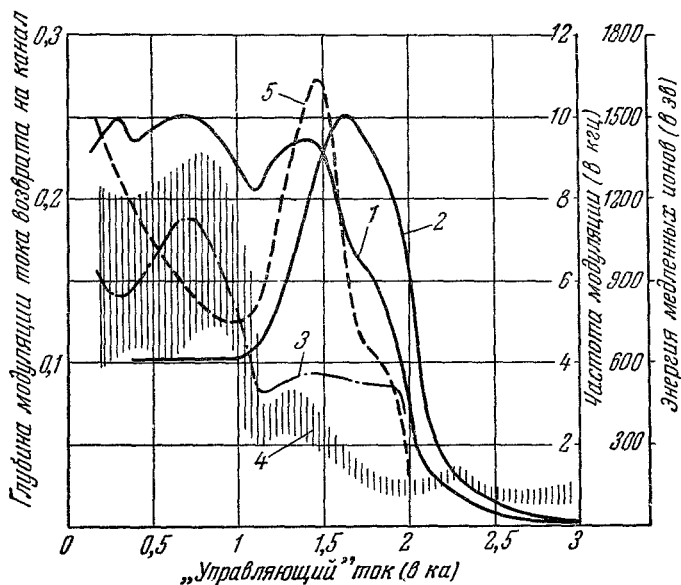


Рис. 12. 1 — поток нейтралов перезарядки при инъекции 10 ма ионов H_2^+ (в относительных единицах); 2 — поток нейтралов перезарядки при инъекции 1 ма ионов H_2^+ (в относительных единицах); 3 — частота модуляции токов на детекторах в камере; 4 — энергия медленных ионов, выходящих за пробки по оси ловушки. Максимальное число ионов имеет энергию, лежащую приблизительно посредине заштрихованной области. Край области соответствуют полуширине энергетического спектра; 5 — отношение амплитуды модуляции к среднему значению тока ионов, приходящих из ловушки на магнитный канал.

В камеру инжектировался ток 10 ма (кривые 1, 3, 4, 5) или 1 ма (кривая 2) ионов H_2^+ с энергией 100 кэв. Давление остаточных газов от $2 \cdot 10^{-7}$ до $3 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.

$I_{\text{упр}}$ при малых инжектируемых токах H_2^+ и давлении $> 10^{-6}$ мм рт. ст. укорачивается \mathcal{L} и падает плотность накопленной плазмы и пропорциональный с ней поток нейтралов перезарядки. При $I_{\text{упр}} = 1000$ а азимутальный дрейф в магнитном поле настолько мал, что все молекулярные ионы погибают на магнитном канале после небольшого числа отражений от пробки. Поток нейтралов при $I_{\text{упр}} = 1000$ а и малом инжектируемом токе в 2,5 раза меньше, чем при 1600 а. Однако при больших токах и меньших давлениях он не только не уменьшается, как показано на рис. 12, но даже немного возрастает. Это можно объяснить тем, что с уменьшением маг-

и 11 четко выраженную модуляцию. Присоединив осциллограф к любому другому детектору, принимающему потоки частиц из плазмы, мы наблюдаем аналогичную картину.

Оказалось, что глубина модуляции зависит от крутизны нарастания магнитного поля в пробках. Крутизна нарастания поля в пробках регулируется величиной тока, текущего в двух секциях обмотки, соседних с пробочными секциями. Ток в этих секциях течет навстречу току во всей обмотке. При обращении в нуль этого «управляющего» тока поле нарастает наиболее плавно и магнитный дрейф ионов вокруг оси ловушки практически отсутствует. При увеличении «управляющего» тока крутизна поля в пробках растет, и вместе с тем ускоряется магнитный азимутальный дрейф ионов. На рис. 12 показаны зависимость от «управляющего» тока сигнала, принимаемого детекторами быстрых нейтралов перезарядки, глубина и частота модуляции тока, возвращающегося на магнитный канал, и энергия медленных ионов, ре-

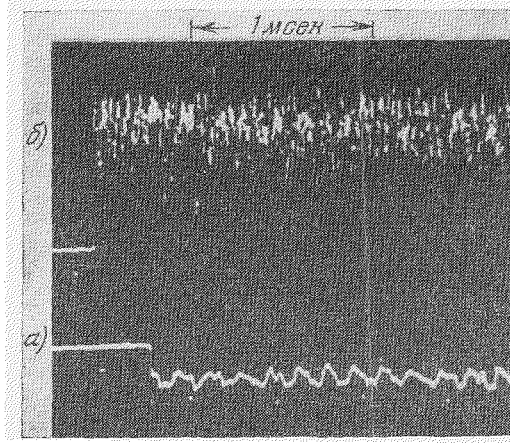


Рис. 10. а) Осциллограмма сигнала детектора быстрых нейтралов перезарядки. б) Осциллограмма тока ионов H_2^+ , принимаемая электродом, помещенным у выхода из магнитного канала.

Для измерения постоянной составляющей сигналов входы осциллографа на некоторое время закорачивались. Отчетливо виден немодулированный шум инжектируемого пучка ионов и модулированный сигнал детектора нейтралов. Уровень шума второго сигнала значительно ниже, чем у первого. В камеру инжектировалось 10 ма ионов H_2^+ с энергией 100 кэв. Давление $2 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.

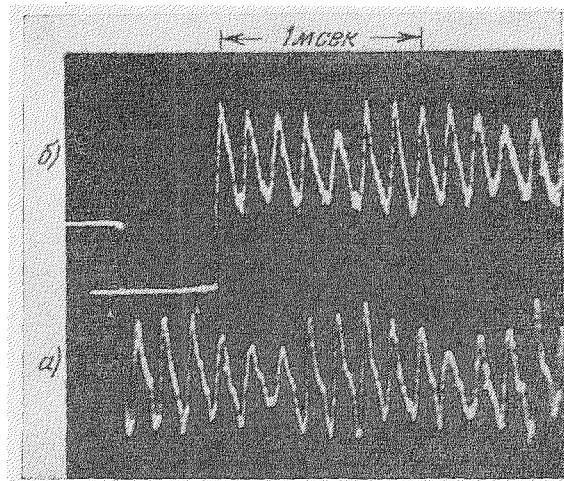


Рис. 11. Модуляция токов ионов, приходящих из камеры на магнитный канал, и сигнала от детектора нейтралов перезарядки.

Модуляция обоих сигналов противоположна по фазе, т. е. плотность плазмы падает, когда ток на канал растет. В камеру инжектировалось 10 ма ионов H_2^+ с энергией 100 кэв. Давление $2 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст.

гистрируемых электростатическим анализатором. При возрастании «управляющего» тока выше 1900 а модуляция скачком обрывается, величина

Для измерения энергии электронов плазмы по рекомбинационному ультрафиолетовому и тормозному излучению в диапазоне $1000 \div 1 \text{ \AA}$ Ю. Л. Соколовым разработаны специальные спектрометры. Мы сможем их применить на Огре, когда плотность горячей плазмы превысит 10^8 см^{-3} .

Знание пространственного заряда плазмы чрезвычайно важно, так как радиальная компонента электрического поля вызывает вращение плазмы (как целого) вокруг оси системы, а продольная компонента выталкивает ионы через пробки. Потенциал плазмы можно измерить, определив энергию ионов остаточного газа, выталкиваемых сквозь пробки вдоль

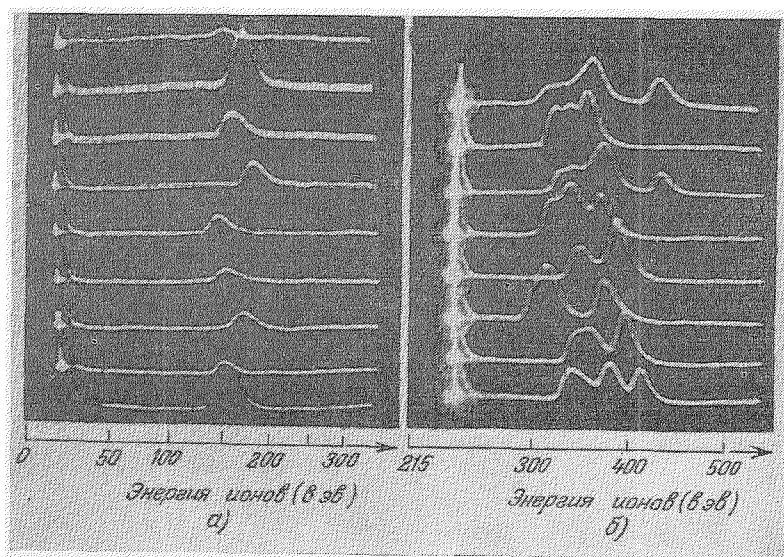


Рис. 9. Распределение по энергии медленных ионов, выходящих сквозь пробки вдоль оси ловушки.

Снимки получены при непрерывной инжекции ионов H_2^+ с энергией 100 кэв.
 а) Инжектируемый ток 15 ма, давление в камере $1,0 \cdot 10^{-6} \text{ мм рт. ст.}$ Длительность развертки по строке 200 мксек, расстояние между строками 1 мсек.
 б) Инжектируемый ток 10 ма, давление в камере $1,8 \cdot 10^{-7} \text{ мм рт. ст.}$ длительность развертки по строке 200 мксек, расстояние между строками 6 мсек. В обоих случаях энергия и число вылетающих ионов не постоянны во времени. В случае б) наличие нескольких максимумов в строке может быть истолковано как результат быстрого (в течение десятков микросекунд) изменения потенциала плазмы в пределах сотни вольт.

магнитных силовых линий. Электростатический анализатор, как известно, разделяет ионы только по энергиям, независимо от массы. Поэтому, построив такой анализатор, в котором ионы регистрируются открытым электронным умножителем, мы получили возможность следить за потенциалом плазмы. Примеры спектров медленных ионов, зарегистрированных нами, приведены на рис. 9. Оказалось, что потенциал плазмы в различных режимах имеет значения в диапазоне от нескольких десятков вольт до нескольких киловольт. Разброс ионов по энергиям составляет около 25% от средней энергии ионов в данном режиме. Средние энергия и форма спектра энергий ионов не остаются постоянными во времени при постоянных внешних параметрах (токе инжекции, вакууме, магнитном поле), а заметно модулированы.

Инжектируемый ток имеет уровень шума, достигающий 20% от среднего значения. Типичная осциллограмма шума инжектируемого тока дана на рис. 10, а. Осциллограф, присоединенный, например, к детектору быстрых нейтронов от перезарядки, дает иную картину. Мы видим на рис. 10, б

которые принадлежат кратным частотам $2\omega_2, 3\omega_2, \dots$, а также низшей гармонике излучения протонов $\omega_1=2\omega_2$ и ее кратным частотам $2\omega_1, 3\omega_1, \dots$, налагающимся на молекулярные частоты. При малой плотности электронов наблюдаются только низшие гармоники. С ростом плотности электронов, как видно на рис. 7, интенсивность кратных гармоник растет.

Теория показывает, что интенсивность ионного излучения в среде увеличивается по мере роста ее показателя преломления. При этом растет относительная интенсивность высших гармоник и может падать интенсивность низших. Качественное согласие с наблюдаемым в опытах на Огре имеется. Для количественного сравнения необходимо дальнейшее развитие теории, с одной стороны, и совершенствование измерительной аппаратуры — с другой.

Кроме самостоятельного интереса, исследование магнитного излучения ионов имеет также диагностическое применение. Действительно, даже не зная теории распределения интенсивности по гармоникам в зависимости от плотности плазмы, мы можем прокалибровать спектр по плотностям электронов, используя описанные выше методы измерения n_e , и затем пользоваться регистрацией спектра для определения плотности электронов области $n_e > 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Прием излучения производится штыревой антенной, расположенной за одной из магнитных пробок. Она проста по конструкции, занимает мало места и может быть помещена в камеру без помех для откачки или других измерений.

В опытах с глубоким вакуумом, когда плотность электронов $n_e < 10^8 \text{ см}^{-3}$, в спектре присутствуют только низшие гармоники ω_2 и ω_1 (см. рис. 7) молекулярных и атомарных ионов. По отношению их интенсивностей мы можем судить о соотношении плотностей молекулярных ионов и протонов.

В центральной плоскости камеры Огры расположены также рупоры для измерения излучения плазмы с длиной волны $\lambda \leq 10 \text{ см}$. Длина волны магнитного излучения электронов около 3 см. Интенсивность его более чем на порядок выше теплового излучения электронов в окружающей области длин волн (рис. 8). По тепловому излучению мы можем определить температуру электронов, если известен коэффициент поглощения соответствующих длин волн плазмой. Измеряя интенсивность магнитного излучения и одновременно плотность электронов, мы получаем возможность следить за относительными изменениями поперечной энергии электронов.

При глубоком вакууме и полученной нами плотности плазмы излучение в оптическом диапазоне длин волн ничтожно. Регистрация излучения линий примесей монохроматором большой светосилы с фотоумножителем оказалась гораздо менее чувствительным методом анализа остаточных газов, чем масс-спектрометрия. Поэтому, ведя постоянное наблюдение за составом остаточных газов с помощью масс-спектрометра (с разрешающей силой $\frac{m}{\Delta m} \sim 30$), мы совершенно отказались от спектрального анализа.

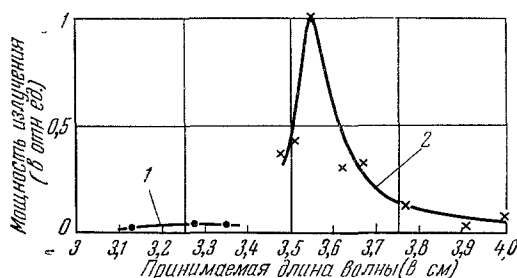


Рис. 8. Магнитное и тепловое излучения электронов плазмы, принятые волноводами, расположенными в среднем сечении камеры. 1 — волновод пропускает волну с $E \parallel H$, 2 — волновод пропускает волну с $E \perp H$.

нитного дрейфа растет электрический азимутальный дрейф из-за роста потенциала плазмы. Элементарная оценка подтверждает, что при потенциале центра плазмы в 600 в за одно отражение от пробки молекулярный ион продрейфует в скрещенных электрическом и магнитном полях на угол $\Delta\varphi \sim 1/6$ радиана, т. е. примерно так же, как дрейфует из-за магнитного дрейфа одиночный ион в поле с $I_{\text{упр}} = 1600$ а.

§ 5. ВЫВОДЫ

Проведенные на Огре исследования показали, что при малых введенных в ловушку токах (10—20 ма) движение ионов происходит в хорошем согласии с теорией движения одиночных частиц и длина пробега молекулярных ионов превышает один километр, что достаточно для эффективной диссоциации их. Длина пробега может быть еще увеличена путем тщательного подбора формы магнитного поля. В этих условиях удастся накопить плазму с плотностью протонов 10^7 см⁻³.

Увеличив введенный ионный ток до 150 ма, мы не исчерпали всех возможностей. Не видно серьезных затруднений, мешающих увеличению силы введенного тока до 300—400 ма. Улучшение вакуумных условий, согласно сказанному в § 2, настолько облегчает условия накопления, что требующийся для получения плазмы большой плотности инжектированный ток может быть уменьшен в случае надобности до нескольких десятков миллиампер, если энергия ионов H_2^+ будет увеличена до 250—260 кэв.

Однако это еще вовсе не означает, что задача накопления горячей плазмы с плотностью 10^9 и более быстрых ионов в 1 см³ решена.

Мы еще стоим на грани тех плотностей плазмы, ниже которых ионы движутся как невзаимодействующие частицы, а выше которых проявляются гидродинамические свойства плазмы и коллективные взаимодействия частиц.

Опыты еще недостаточно раскрыли всю картину происходящих в Огре явлений. Не получено еще объяснения, почему потенциал плазмы достигает в некоторых режимах десятков киловольт. Обмен энергиями ионов и электронов кулоновскими соударениями не может привести к передаче электронам энергии этого порядка величины. Следовательно, или действует другой более мощный механизм передачи энергии от ионов к электронам, или проявляется некий, еще не понятый нами вид неустойчивости, из-за которого потери электронов на стенки столь велики, что, несмотря на ионизацию остаточного газа, компенсация пространственного заряда не наступает.

С увеличением плотности плазмы появятся условия развития всех тех неустойчивостей, исследованиям которых посвящены многочисленные работы теоретиков за последние годы.

Горячая плазма еще полна неизвестностей. Обуздание ее неустойчивостей потребует большого труда и проницательности.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Курчагов, О некоторых работах Института атомной энергии АН СССР по управляемым термоядерным реакциям, Атомная энергия 5, 105 (1958).
2. I. N. Golovin, Studies of trapping fast charged particles in a constant magnetic field, Proc. Inst. El. Engng 106, Part A, Suppl. № 2, 95 (1959).
3. Р. Н. Ильин, Диссертация, Ленингр. гос. ун-т.—Физ.-техн. ин-т АН СССР, 1959.
4. C. F. Barnett, The dissociation of diatomic hydrogen ions, Sec. Geneva Conf. Report 15/P/1789, 1958.

5. A. Simon, Critical current for Burnout in an Ogra-type device. ORNL —2831, 1959.
 6. D. R. Sweetman, Phys. Rev. Lett. 3, 425 (1959). The Dissociation of fast H_2^+ ions by hydrogen, Proc. Roy. Soc. A256, 416 (1960).
 7. Postma, Hamblen. Сечение диссоциации молекулярного иона H_2^+ в водороде (рукопись).
 8. E. Gerjoly, Dissociation and ionisation of H_2^+ by fast protons, Res. Rept. 60—94439—1—R2, Westinghouse Res. Lab. Pittsburgh, Pennsylvania; см. также⁴.
 9. F. G. Gilbert, W. Heckrotte, R. E. Hester, I. Killeen and C. M. Van Atta, High-energy molecular ion injection into a mirror machine, UCRL—5827, february 1960.
 10. G. F. Bogdanov, D. A. Panov, N. N. Semashko, Zife time of fast ions in Ogra, J. Nucl. Energy, part C, III, 106 (1961).
 11. R. F. Post, R. E. Ellis, E. C. Fird and M. N. Rosenbluth, Stable confinement of a high temperature plasma, Phys. Rev. Lett. 4, 166 (1960).
 12. М. С. Иоффе, Р. И. Соболев, В. Г. Тельковский, Е. Е. Юшманов, ЖЭТФ 39, 1602 (1960), 40, 40 (1961).
 13. А. Н. Кархов, Приборы и техника эксперимента (в печати).
 14. Б. Б. Кадомцев, Турбулентная диффузия плазмы в ловушке с магнитными пробками, ЖЭТФ (в печати).
 15. F. L. Ribe, Phys. Rev. 83, 1217 (1951); J. P. Keene, Phyl. Mag. 40, 369 (1949); P. M. Stier, C. F. Barnett, Phys. Rev. 103, 896 (1956); A. C. Whittier, Canad. J. Phys. 32, 275 (1954); J. B. H. Stedeford, J. B. Hasted, Proc. Roy. Soc. A227, 466 (1955); Я. М. Фогель, Л. И. Крупник, Б. Г. Сафонов, ЖЭТФ 28, 589 (1955).
-