

ВОЗБУЖДЕНИЕ И ТЕРМАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В СИЛЬНОТОЧНОМ ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ

Е.А.Сухомлин, Н.И.Рева, В.А.Супруненко,
В.Т.Толок

Теоретические основы использования пучковых неустойчивостей для нагрева плазмы разработаны в работах Файнберга [1] и Бунемана [2]. В экспериментальных работах Завойского [3] этот механизм нагрева реализуется за счет появления в плазме большого вихревого электрического поля на фронте ударной волны. Аналогичные процессы должны протекать в сильноточном газовом разряде при термализации плазменных волн, возбуждаемых "убегавшими" электронами.

В наших предыдущих работах [4,5] подробно исследовались условия возбуждения пучковых неустойчивостей в токонесущей плазме. Было показано, что при больших электрических полях плазмой поглощается значительная часть энергии внешнего источника. Основная часть поглощаемой энергии идет на развитие интенсивных электростатических колебаний. При этом сопротивление плазмы резко увеличивается, ускорительные процессы срываются и наблюдается интенсивное микроволновое и рентгеновское излучение из разряда. Осцилло-

граммы соответствующих сигналов хорошо коррелированы между собой и укладываются в картину появления пучковой неустойчивости и последующей термализации плазменных волн.

Эксперименты проводились на прямолинейном сильноточном газовом разряде в водороде, стабилизированном сильным продольным магнитным полем. Конструкция установки описана в [4]. Разрядный ток был порядка 100 кА, полупериод разряда 4,5 мксек, стабилизирующее магнитное поле 1,5 кэ. В течение первого полупериода в разряде создается высокоионизованный плазменный шнур, ограниченный диафрагмой диаметром 80 мм. При этом плотность плазмы изменялась в пределах 10^{15} – 10^{14} см⁻³.

Измерение энергии поперечного движения электронов плазмы проводилось как по поглощению в различных фольгах рентгеновского излучения, возникающего за счет торможения электронов в мишени [6], так и по величине диамагнитного эффекта [7].

Измерение абсолютного значения интенсивности рентгеновского излучения позволяло судить о величине потока плазмы на стенку камеры.

Эти измерения проводились в широком диапазоне электрических полей и при различной плотности плазмы. На рис. 1 приведена зависимость электронной температуры от напряжения зарядки конденсаторной батареи при постоянной плотности плазмы, равной $7 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Оценка температуры по поглощению рентгеновского излучения проводилась в предположении максвелловского распределения электронов по ско-

ростам. Имеет место хорошее совпадение значений электронной температуры, измеренной по рентгеновскому излучению и по диамагнитному сигналу.

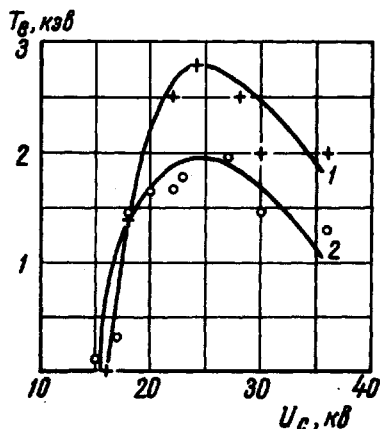


Рис.1. Зависимость электронной температуры от напряжения зарядки конденсаторной батареи: 1-по анализу рентгеновского излучения, 2-по диамагнитным сигналам



Рис.2 Зависимость интенсивности микроволнового излучения из разряда с длиной волны порядка 8 мм от напряжения зарядки конденсаторной батареи

Из рис.1 видно также, что существует оптимальное значение электрического поля в плазме, при котором нагрев электронов наиболее эффективен. Падение эффективности нагрева с ростом электрического поля может быть объяснено уменьшением инкремента плазменных волн с ростом скорости токового дрейфа.

Непосредственные измерения микроволнового излучения из плазмы на частоте

$$\omega \approx \sqrt{\frac{m_e}{M_i}} \omega_0$$

(ω_0 - электронная плазменная частота) дают аналогичную зависимость (см.рис.2). Это указывает на то, что нагрев электронов является следствием термализации плазменных волн.

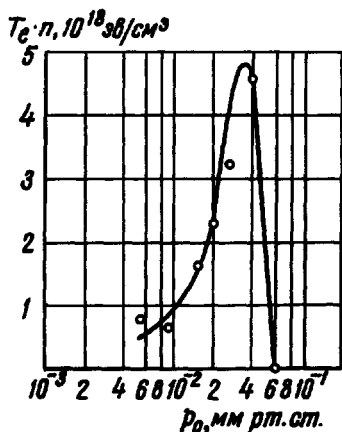


Рис.3. Зависимость энергии тепловых электронов в единице объема от начального давления нейтрального газа в разряде при постоянном напряжении зарядки конденсаторной батареи

Уменьшение эффективности нагрева в результате уменьшения инкремента должно проявляться и с изменением плотности плазмы при постоянном электрическом поле. Это хорошо согласуется с экспериментальными результатами, приведенными на рис.3.

Наличие диамагнитного сигнала, соответствующего температуре плазмы, указывает на достаточно хорошую изоляцию разряда от стенок сильным магнитным полем.

Таким образом, в работе получен эффективный нагрев электронов за счет термализации плазменных волн в газовом

разряде. При этом непосредственно на нагрев идет около 20% от энергии, вводимой в разряд. При плотности плазмы 10^{15} см^{-3} и при оптимальных параметрах разряда электронная температура была порядка 3 кэВ и ограничивалась величиной стабилизирующего магнитного поля. Плазма хорошо изолировалась от стенок разрядной камеры, а быстрое охлаждение электронов в основном определялось потоком энергии на электроды из-за отсутствия пробочной конфигурации магнитного поля.

В заключение авторы выражают свою глубокую признательность чл.-кор. АН УССР Я.Б.Файнбергу и К.Н.Степанову за ценные советы и полезную дискуссию.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
17 марта 1965 г.

Литература

- [1] Я.Б.Файнберг. Атомная энергия, II, 313, 1961.
- [2] O. Buneman. Phys. Rev., II5, 503, 1959.
- [3] Е.К.Завойский. Атомная энергия, I4, 57, 1963.
- [4] В.А.Супруненко, Я.Б.Файнберг, В.Т.Толок, Е.А.Сухомлин, Н.И.Рева, П.Я.Бурченко, Н.И.Руднев, Е.Д.Волков. Атомная энергия, I4, 349, 1963.
- [5] В.А.Супруненко, Е.А.Сухомлин, Н.И.Рева. Атомная энергия, I7, 83, 1954.
- [6] В.Ф.Алексин, В.А.Супруненко, Е.А.Сухомлин, Н.И.Рева. ЖТФ (в печати).
- [7] K. Uo. Bull. Amer. Phys. Soc., 9, 322, 1964.