

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ОРЕОЛА ИОНИЗАЦИИ СВЕТОВОЙ ИСКРЫ
В ПОСТОЯННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Г.А.Аскаръян, М.С.Рабинович, А.Д.Смирнова,
В.Б.Студенов

В данной работе исследована поляризация быстро возникающего ореола ионизации световой искры в фокусе лазера под действием внешнего электрического поля. Такие измерения для обычных разрядных искр практически невозможны ввиду наличия быстропеременных пробойных полей, создающих разряд, близости электродов и слабого ионизирующего излучения от обычных искр. Световая искра в этом отношении представляет идеальный объект, так как она сочетает безэлектродность с быстрым временем развития и сильным ионизирующим излучением, порожденным высокими начальными температурами.

Световая искра в воздухе создавалась обычным лазером с добротностью, модулированной вращением призмы. В области фокуса линзы с помощью удаленных плоских электродов с отверстиями для пропуска света лазера создавалось постоянное электрическое поле с напряженностью $E_0 = 10 \text{ в/см} + 1 \text{ кв/см}$.

В первой серии экспериментов быстропеременные возмущения этого поля при создании ореола ионизации регистрировались тонким зондом, на который был надет диэлектрический кожух для уменьшения фотоэффекта с поверхности. Зонд помещался перпендикулярно электрическому полю на расстоянии $\approx 1 \text{ см}$ от искры над ней. Сигналы с зонда в двух положениях зонда - до и после искры - имели разный знак, что подтверждало регистрацию поля поляризационных зарядов при поляризации ореола ионизации, а не действие фотоэффекта от искры, который должен был бы дать сигналы одного знака.

Типичный сигнал с зонда в присутствии поля изображен на рис. 1 при развертке 300 нсек. Длительность импульса близка к длительности вспышки лазера и составляет $30 + 50 \text{ нсек}$. Величина импульса E_m возрастает линейно с увеличением поля E_0 , причем $E_m/E_0 \approx 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$.

Сопоставим сигнал с характеристиками ореола ионизации. Возмущение внешнего поля определяется дипольным моментом ореола $\vec{P} = \alpha(t)\vec{E}_0$, где $\alpha(t)$ - коэффициент поляризуемости ореола. Нас будет интересовать область сильного и быстрого возмущения поля, когда $\alpha(t) \approx a_{эф}^3(t)$, где $a_{эф}$ - размеры области вытеснения поля ореолом.

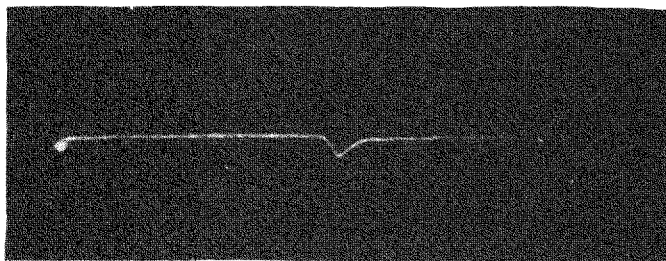


Рис. I

Регистрируемый сигнал отражает изменение потенциала на зонде, определяемое током через сопротивление в цепи зонда. На зонде индуцируется заряд $q \approx E_p s_{эф}/4\pi$, где E_p - поле диполя ореола ($E_p \approx \alpha E_0/r^3$) и $s_{эф}$ - эффективная площадь зонда по перехвату силовых линий. Ток на зонд $I \approx \dot{q} \approx s_{эф} (d\alpha/dt) E_0/4\pi r^3$ создаст на волновом сопротивлении R регистрируемый сигнал $\mathcal{E}(t) = IR = s_{эф} R \times (da_{эф}^3/dt) E_0/4\pi r^3$. Для экспериментально полученного $\mathcal{E}_m/E_0 \sim 0,5 \cdot 10^{-3}$ см и времени нарастания $\tau \approx 30$ нсек при $r \approx 1$ см, $R \approx 75$ ом = $8 \cdot 10^{-11}$ CGSE и $s_{эф} \approx 0,3$ см² получим $a_{эф} \approx 1$ см.

В другой серии экспериментов для исследования поляризации ореола ионизации была использована более простая система без вспомогательного зонда. Искра от лазера вспыхивала между двумя удаленными плоскими электродами, между которыми задавалась разность потенциалов V . Измерялся ток, протекающий к электроду, подключенному к земле через небольшое сопротивление $R \approx 75$ ом. Для исключения фотоэлектрических эффектов с электродов их расстояние до искры было выбрано достаточно большим. Кроме того, вклад фотоэлектрических эффектов с электродов неоднократно проверялся: сравнивались импульсы при наличии диэлектрических накладок на электроды, при изменении полярности потенциала

на электродах при расположении искры ближе к одному электроду (фотоэлектрический эффект должен был бы быть гораздо больше с ближайшего электрода при отрицательном потенциале на нем). Отсутствие заметного различия сигнала во всех контрольных опытах позволило сделать вывод о возможности пренебрежения фотоэлектрических эффектов с поверхности электродов и прямой связи сигнала с поляризованной ионизацией воздуха искрой.

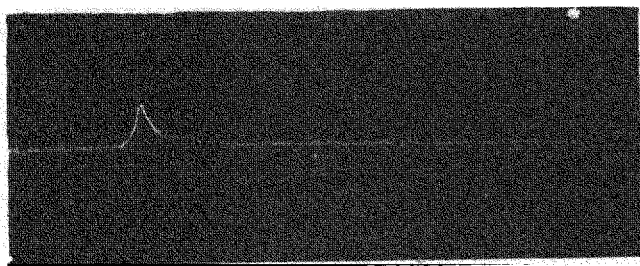


Рис. 2

Ток I на электрод, возникающий при создании дипольного момента $\vec{P}(t)$ между электродами, можно оценить по обобщению теоремы Рамо

$$I \approx (\dot{\vec{P}} \vec{E})/V = \dot{P}/d,$$

где d - расстояние между электродами. Сигнал $\mathcal{E} = R \frac{\dot{P}}{d} = \frac{R}{d} E_0 \frac{d\alpha}{dt}$ также позволяет оценить изменение поляризуемости во времени.

На рис. 2 приведена оциллограмма с разверткой 300 нсек. Эксперимент дает также отношение $\mathcal{E}_m/E_0 \approx 1,3 \cdot 10^{-3}$ см. Для $d \approx 6,7$ см, $R \approx 75$ ом и времени нарастания $\tau \approx 30$ нсек получим $a_{3\varphi} \approx 1$ см в согласии с ранее полученным результатом.

Быстрое изменение поляризации ореола было зафиксировано также специальными индукционными датчиками, заэкранированными заземленными разрезанными кожухами от емкостных наводок.

Таким образом, подтверждено наличие быстро возникающего ореола ионизации, опережающего фронт ионизации, за ударной волной, которая за короткое время возникновения ореола проходит очень малый путь, гораздо меньший размеров ореола. (Исследование ореола ионизации с помощью СВЧ проведено ранее [1]).

Можно оценить нижний предел эффективной проводимости ионизации в ореоле, используя только время τ изменения дипольного момента. Известно, что время вытеснения внешнего электрического поля из объема среды с проводимостью σ равно $t \sim 1/\sigma$. Так как $t < \tau$, то $\sigma > 1/\tau$, но $\sigma = n_e e^2 / m \nu_{30}$, где ν_{30} — частота столкновений электронов с нейтрами (в газе $\nu_{30} \approx 3 \cdot 10^{10}$ сек⁻¹ при нормальном давлении). Отсюда получаем $n_e > 10^{10}$ эл/см³ при $\tau \approx 10^{-8}$ сек. Ионизация газа может быть вызвана или многоступенчатым поглощением ультрафиолетовых квантов или поглощением рентгеновских киловольтных квантов, излученных горячей плазмой искры. (Например, число рентгеновских киловольтных квантов, имеющих пробег в воздухе, соизмеримый с размерами ореола $N_{kv} \approx N_e \epsilon e^{-\epsilon/\kappa T} \nu_3 \tau \frac{2e}{\hbar c} \sim n_e a^3 \frac{I_i}{\epsilon}$; при полном числе электронов в центральной плазме искры $N_e \approx 10^{17}$, частоте столкновений $\nu_3 (\kappa T) \approx 10^{15}$ сек⁻¹ и отношении энергии кванта ϵ к тепловой $\epsilon/\kappa T_e \approx 20$).

Интересным результатом эксперимента является также обнаружение быстро возникающего собственного дипольного момента искры, направленного против светового потока (положительный заряд — со стороны фронта искры) и связанного, по-видимому, со световым давлением или термоэлектрическими эффектами.

Поляризация быстрого ореола ионизации во внешних полях и быстрые изменения собственного дипольного момента световой искры могут явиться источниками всплесков радиоизлучения метрового диапазона, интенсивность которых довольно велика ввиду большой резкости изменения и величины дипольного момента.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
18 октября 1965 г.

Литература

- [1] Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, М. М. Савченко, А. Д. Смирнова.
Письма ЖЭТФ, I, вып. 6, 18, 1965.