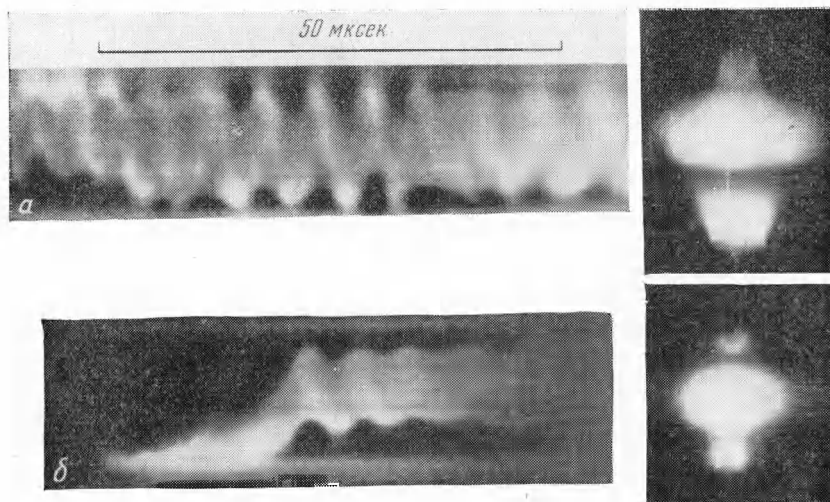


ИССЛЕДОВАНИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАЗОВАНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ФАКЕЛОВ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРЯДА БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

Л. И. Киселевский, М. А. Султанов

(Минск)

Методами скоростной фотографии установлено наличие звуковых колебаний в сжатых объемах плазмы, образующихся при взаимодействии встречных сверхзвуковых факелов импульсного разряда большой мощности. На временных развертках распространяющиеся звуковые возмущения регистрируются в виде полос различной яркости. Предлагается метод и проведены измерения температуры плазмы внутри ударно сжатых объемов по измерению скорости распространения звуковых возмущений.



Фиг. 1

При некоторых режимах импульсного разряда, протекающего при атмосферном давлении в воздухе, электродные факелы представляют собой плазменные струи, распространяющиеся со сверхзвуковой скоростью [1]. При встрече таких факелов, выбрасываемых из противостоящих электродов, могут образовываться ударно сжатые области плазмы. Ниже рассматриваются некоторые свойства таких плазменных образований, представляющие интерес с точки зрения диагностики параметров разряда.

Ударно сжатые области плазмы наиболее отчетливо проявляются в разрядах большой мощности. В работе изучались разряды в воздухе при атмосферном давлении от батареи конденсаторов при двух значениях ее емкости: 200 и 800 мкф. Начальное напряжение на батарее составляло 3 кВ, индуктивность разрядного контура 1 мкГн. Электроды — медные, заточивались на полусферу; межэлектродный промежуток 7 мм. При изучении структуры разрядного облака применялась камера СФР в режимах непрерывной развертки и покадровой съемки. На скоростных фотографиях ударно сжатые области плазмы регистрируются в виде зон повышенной яркости [1-3].

На фигуре приведены типичные развертки рассматриваемых разрядов, а также отдельные кадры скоростной съемки, соответствующие средней стадии импульсов; временная развертка и кадры скоростной съемки импульсного разряда получены при частоте съемки 125 000 кадр/сек для следующих значений параметров: $U = 3$ кВ, $L = 1$ мкГн, $C = 800$ мкф (а), $C = 200$ мкф (б). Из рассмотрения представленных снимков видно, что, начиная с некоторой фазы разряда, в межэлектродном промежутке образуется область повышенной яркости, оторванная от электродов. При этом верхний и нижний фронты свечения совершают близкие к синусоидальным колебания со сдвигом по фазе на 180° . Колебания фронтов свечения происходят, как правило, без соприкосновения с электродами, что особенно хорошо видно при разряде емкости в 200 мкф. Частота колебаний при неизменном межэлектродном промежутке довольно хорошо воспроизводится на последовательных развертках разрядов. Она составляет в среднем $1.6 \cdot 10^6$ сек⁻¹ и несколько уменьшается к концу импульса. Характерно также, что точки верхнего и нижнего фронтов свечения, колеблющиеся в одинаковой фазе, соединены между собой наклонными полосами одинаковой яркости.

Наблюдаемая картина может быть объяснена следующим образом. В [1] было показано, что при рассматриваемых режимах разряда факелы, выбрасываемые из электродов, являются сверхзвуковыми. Можно поэтому считать, что яркая область в межэлектродном промежутке представляет собой уплотненный объем плазмы, ограниченный со стороны электродов скачками уплотнения. Такой объем может служить плазменным резонатором, в котором возмущения в электродных струях способны создавать волны уплотнения и разрежения, распространяющиеся внутри объема со звуковой скоростью. Волна сжатия, дойдя до противоположного фронта, поддерживаемого скачком уплотнения, в соответствии с положениями гидродинамики [4], должна сместить его к электроду. Во время подхода к фронту свечения волны разрежения последний должен отойти от электрода. Волнам уплотнения и разрежения на временных развертках, по-видимому, и соответствуют наклонные полосы различной яркости, соединяющие точки противоположных фронтов, колеблющиеся в одинаковой фазе. Волнам сжатия должны соответствовать полосы повышенной яркости, а волнам разрежения — полосы слабой яркости. Высказанное предположение согласуется, в частности, с тем фактом, что первые полосы соединяют на временных развертках точки, максимально приближенные к электродам, а вторые — максимально удаленные. Указанные полосы нельзя объяснить обычным движением струй паров, выбрасываемых из электродов, так как они не выходят за пределы яркой области.

Если рассматриваемые наклонные полосы соответствуют распространяющимся звуковым возмущениям, то по их наклону представляется возможным легко определить скорость звука в плазме, заключенной внутри сжатой области, а следовательно, и ее температуру.

Метод определения температуры плазмы по измерению скорости звука применительно к искровому разряду через капилляр рассмотрен в [5]. Скорость звука в плазме с учетом ионизации связана с температурой следующим соотношением:

$$c = \sqrt{\gamma(1+x)RT/A} \quad (\gamma = c_p/c_v) \quad (1)$$

Здесь A — атомный вес, x — степень ионизации.

При определении температуры уравнение (1) решается совместно с уравнением Саха

$$p \lg \frac{x^2}{1-x^2} = 2.5 \lg T - \frac{5036}{T} E_u - 6.49 \quad (2)$$

где p — давление в атм, E_u — ионизационный потенциал в эв.

В работе по наклонным полосам внутри сжатых областей была определена скорость звука для различных стадий рассматриваемых разрядов и на основании (1) и (2) была рассчитана температура. При этом γ принималось равным 1.25, а давление внутри сжатой области — 5 атм. Давление внутри сжатой области оценивалось с учетом скоростей встречных плазменных струй. Неизбежная ошибка в оценке давления не очень существенно влияет на результат измерения температуры. Например, если допустить, что взаимодействие факелов не приводит к увеличению давления вообще ($p = 1$ атм), то получается уменьшение температуры всего на 5—10%. Расчеты проводились в предположении, что плазма состоит преимущественно из атомов и ионов меди. Спектроскопические исследования разряда показывают, что примеси компонентов воздуха в рассматриваемых разрядах незначительны.

Приводим результаты измерения скорости звука c (в м/сек) и температуры плазмы T° К, полученные при некоторых значениях длительности t в мксек от начала импульса при емкостях батарей $C = 800$ и 200.

$t=50$	56	62	68	74	80	
$c=2050$	1900	1750	1650	1650	1550	
$T^\circ=14\ 000$	12 900	11 800	11 200	11 200	10 600	
$t=86$	92	98	30*	36*	43*	50*
$c=1500$	1500	1200	1450	1375	1250	1050
$T^\circ=10\ 200$	10 200	8700	9800	9500	8600	6600

(Здесь звездочками отмечены измерения при емкости батареи 200 мф)

Начало измерений относится к той фазе разряда, в которой сформировывается уплотненная область и на временных развертках появляются наклонные полосы.

Из приведенных данных видно, что более высокая температура достигается в разряде большей емкости. В обоих случаях температура уменьшается к концу импульса, что согласуется с общепринятым представлением о том, что максимальное значение температура имеет в начальной стадии разряда.

Колебания фронтов свечения и наклонные полосы внутри сжатой области наблюдаются не только в первом полупериоде разрядов, но также и в последующих. Как и следовало ожидать, наклон полос в этих полупериодах уменьшается, что свидетельствует об одновременном уменьшении скорости звука и температуры плазмы. Например, во втором полупериоде разряда емкости в 200 мкф температура в максимуме, измеренная указанным способом, поднимается только до 8000 К°.

Таким образом, развитые представления о структуре разрядного облака при режимах разряда, когда электродные факелы являются сверхзвуковыми, делают возможным простой метод определения его температуры по измерению скорости распространения звуковых возмущений, регистрируемых на временных развертках. Предлагаемый метод позволяет проводить измерения температуры с временным разрешением.

Поступила 18 VIII 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Султанов М. А., Киселевский Л. И. Исследование механизма поступления вещества электродов при импульсном высоковольтном разряде. Ж. прикл. спектроскопии, 1964, т. 1, стр. 268.
2. Бабушкин А. О свечении паров конденсированного разряда, истекающих из сопла трубки. Ж. эксперим. и теор. физ., 1944, т. 14, стр. 184.
3. Гречихин Л. И., Минько Л. Я. О структуре плазменной струи импульсного разряда. Ж. техн. физ., 1962, т. 32, стр. 1072.
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1953.
5. Бабушкин А. О температуре, степени ионизации и давлении паров в конденсированном разряде через канал узкой трубки. Ж. эксперим. и теор. физ., 1944, т. 14, стр. 279.

ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА ХОЛЛА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ ПРИ КОЛЕБАНИЯХ

И. Б. Болотин (Ленинград)

В работе [1] описаны некоторые способы, обеспечивающие измерение колебаний малой амплитуды с применением эффекта Холла. Ниже описывается устройство, измеряющее колебания большей амплитуды и широкого диапазона частот. Определены условия и требования к магнитной системе с равномерно изменяющимся в направлении колебаний магнитным полем, обеспечивающие точность измерения. Приведены примеры практического применения датчика.

1. Методика измерения и расчетные соотношения. Известно, что датчик Холла реагирует на напряженность магнитного поля в той части пространства, в которой он находится в данный момент. Очевидно, что использование его для целей измерения вибраций вызывает необходимость применения магнитного поля, пространственно неоднородного по направлению перемещения датчика. Если датчик перемещается в направлении y , то поле должно иметь некоторую функцию $H(y)$.

Как известно, процессы в датчике Холла определяются выражением [2]

$$E_y = k E_x H \quad (1.1)$$

Здесь E_x — напряженность продольного электрического поля в датчике, E_y — напряженность поперечного электрического поля в датчике, H — напряженность магнитного поля, k — коэффициент пропорциональности.

Пусть датчик (фиг. 1) расположен в плоскости xy и пронизывается магнитным полем, ориентированным по оси z . Поле неоднородно в направлении y и описывается выражением

$$H = H(y) \quad (1.2)$$

Суммарное выходное напряжение неподвижного датчика, расположенного в таком поле, определяется выражением

$$U_{y\Sigma} = k E_x \int_{y-\frac{1}{2}b}^{y+\frac{1}{2}b} H(y) dy \quad (1.3)$$

Фиг. 1. Расположение датчика Холла в системе координат xyz

В случае перемещения датчика в плоскости xy по закону $y = f(t)$ выражение (1.3) принимает вид

$$U_{y\Sigma} = k E_x \int_{f(t)-\frac{1}{2}b}^{f(t)+\frac{1}{2}b} H(y) dy \quad (1.4)$$