

Это можно объяснить сильной неоднородностью поля вблизи отверстия в электроде, через которое производится заполнение разрядника продуктами. В экспериментах с повышением давления наблюдалось перемещение катодных пятен в область большей кривизны электродов.

Общим для ПД всех исследованных ВВ является их более низкая электрическая прочность по сравнению с воздухом и увеличение этого различия с повышением давления. Необходимо отметить, что электрическая прочность ПД при первых пробоях после заполнения разрядника ниже, чем при последующих. Например, у тротила через 20—30 мин после взрыва она была на 25% меньше асимптотической прочности при большом числе пробоев. Через сутки эта разница составляла 15%. Аналогичные эксперименты с ЭВВ-8Г дали соответственно на 50% ниже прочность через 20—30 мин после взрыва заряда и на 25% — через сутки. Подобная тенденция для других исследованных ВВ выражена в значительно меньшей степени (порядка экспериментальной точности 5—7%).

Зависимость электрической прочности ПД от времени между взрывом заряда и подачей напряжения на разрядник, а также увеличение прочности промежутка с числом пробоев можно объяснить продолжающимися химическими реакциями в продуктах. Промежуточные продукты, обладающие малым потенциалом ионизации по сравнению с конечными продуктами ПД, с течением времени выгорают, в искре же этот процесс происходит быстрее. Этим же можно объяснить более слабый спад прочности разлетающихся ПД [2] после взрыва заряда, чем соответствующие изменения их плотности.

Поступила 23 V 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., «Мир», 1972.
2. Зубков П. И., Лукьянчиков Л. А., Рябинин Ю. В. Электрическая прочность разлетающихся продуктов детонации. — ПМТФ, 1976, № 1.
3. Андреев В. В., Лукьянчиков Л. А. Измерение пьезодатчиками давления при горении конденсированных взрывчатых веществ. — ПТЭ, 1970, № 6.

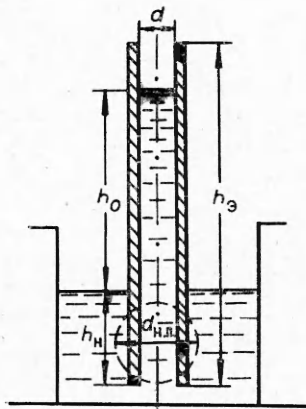
УДК 537.57

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ СОБИРАНИЯ ИОНОВ В ЖИДКОСТНЫХ ИОНИЗАЦИОННЫХ КАМЕРАХ

В. С. Завгородний

(Одесса)

В некоторых разделах физики, в частности в дозиметрии ионизирующих излучений жидкостными ионизационными камерами, сталкиваются с необходимостью измерения эффективности собирания ионов в жидкостях. Измерение ионизационного тока производят с помощью сложных измерительных устройств. Ток насыщения жидкости трудно получить даже при напряжениях, близких к пробойным, поэтому его определение зачастую проводят экстраполяционным путем.



Представляется возможным определять эффективность собирания ионов в диэлектрических жидкостях путем использования пондеромоторных сил (ПМС) электрического поля. Для этой цели в диэлектрическую жидкость, залитую в сосуд, частично погружают пару электродов с известной шириной a , высотой $h_э$ и фиксированным межэлектродным расстоянием d (см. фигуру). Такую систему, обладающую некоторой емкостью C и высокими диэлектрическими свойствами, заряжают от источника электрического напряжения до некоторой разности потенциалов U_0 . Вследствие действия ПМС в межэлектродном промежутке наблюдается подъем жидкого диэлектрика на некоторую высоту h_0 , определяемую по уравнению [1]:

$$h_0 = \frac{\epsilon_0 (\epsilon_{ж} - \epsilon_r) U_0^2}{2\rho g a^2 \cos \varphi},$$

где $\epsilon_{ж}$, ϵ_r — относительная диэлектрическая проницаемость жидкого и газового диэлектриков соответственно; ρ — плотность жидкого диэлектрика; ϵ_0 — электрическая постоянная; g — ускорение силы тяжести; φ — угол между продольной осью электродов и направлением силы тяжести.

После отключения от источника питания вследствие саморазряда высота столба жидкого диэлектрика уменьшается по экспоненциальному закону

$$(1) \quad h = h_н + h_0 e^{-2t/\tau_0},$$

где $h_н$ — глубина погружения электродов в жидкость; h_0 — зарядная высота столба жидкости; τ_0 — постоянная времени конденсатора в отсутствие излучения.

При облучении межэлектродного промежутка заряженной системы направленным излучением по схеме (см. фигуру) закон изменения высоты столба жидкости остается прежним, однако скорость опускания жидкости возрастает

$$(2) \quad h = h_н + h_0 e^{-2t/\tau(P)},$$

где $\tau(P)$ — постоянная времени конденсатора при мощности поглощенной дозы ионизирующих излучений P .

Фиксируя высоту столба жидкости в различные моменты времени t в процессе саморазряда и облучения, по уравнениям (1), (2) определяем τ_0 и $\tau(P)$.

Эксперимент показывает, что постоянные времени такого конденсатора (τ_0 и $\tau(P)$) не зависят от высоты столба жидкости между электродами [2].

Переходные процессы в заряженном конденсаторе описываются уравнением вида [2, 3]

$$R(h, P) dq/dt + q/C(h) = 0, \quad \tau(P) dq/dt + q = 0,$$

решением которого является функция

$$(3) \quad q = q_0 e^{-t/\tau(P)},$$

где q и q_0 — электрический заряд конденсатора соответственно в момент времени t и $t = 0$; $R(h, P)$, $C(h)$ — электрическое сопротивление и емкость конденсатора.

Как известно, изменение электрического напряжения на электродах заряженного конденсатора за время облучения t определяется по уравнению [4]

$$\Delta U = \int_0^t \frac{fNeVdt}{C} = \int_0^t \frac{fPVdt}{C_H + \Delta C e^{-2t/\tau(P)}},$$

где f — эффективность собирания ионов в жидкости; N — количество пар ионов, образующихся в единицу времени в единице объема жидкости при облучении мощностью поглощенной дозы P ; e — заряд иона; $V = add_{н.п}$ — облучаемый объем диэлектрической жидкости при малом d ; C — электрическая емкость конденсатора; C_H — емкость незаряженного конденсатора; ΔC — изменение емкости конденсатора за счет подъема жидкости между электродами на зарядную высоту h_0 .

В соответствии с решением (3) изменение электрического напряжения конденсатора за счет облучения с учетом саморазряда может быть выражено в виде

$$(4) \quad \Delta U = \int_0^t \frac{fPVdt}{C_H + \Delta C e^{-2t/\tau(P)}} - \frac{q_0(1 - e^{-t/\tau(P)})}{C_H + \Delta C e^{-2t/\tau(P)}} - \frac{q_0(1 - e^{-t/\tau_0})}{C_H + \Delta C e^{-2t/\tau_0}}.$$

Дифференцируя уравнение (4) и производя преобразования, получим выражение для эффективности собирания ионов

$$f = \frac{q_0 e^{-t/\tau(P)} [C_H + \Delta C (2e^{-t/\tau(P)} - e^{-2t/\tau(P)})]}{PV\tau(P) (C_H + \Delta C e^{-2t/\tau(P)})} - \frac{q_0 e^{-t/\tau_0} [C_H + \Delta C (2e^{-t/\tau_0} - e^{-2t/\tau_0})] (C_H + \Delta C e^{-2t/\tau(P)})}{PV\tau_0 (C_H + \Delta C e^{-2t/\tau_0})^2}.$$

Определенная эффективность собирания ионов имеет место при напряженностях электрического поля в межэлектродном пространстве, рассчитываемых по уравнению

$$E_t = E_0 e^{-t/\tau(P)}.$$

Плоский двухфазный конденсатор с очищенным керосином ($\kappa = 1,28 \times 10^{14}$ Ом·м) в качестве жидкого диэлектрика заряжался до напряжения 4 кВ и облучался на эталонной установке УЭДЭ-60-250 по схеме фиг. 1 ($d_{н.п} = 2$ см).

Источником излучения служил рентгеновский аппарат РУМ-13. Уровень керосина в межэлектродном пространстве снимался по шкале в миллиметрах для определенного момента времени, отсчитываемого по секундомеру с начала облучения. Ошибка измерения не превышала $\pm 0,5$ мм и $\pm 0,1$ с.

Для исходных данных ($\tau_0 = 1200$ с; $V = 0,2 \cdot 10^{-6}$ м³; $C_H = 18,8 \times 10^{-12}$ Ф; $\Delta C = 0,85 \cdot 10^{-12}$ Ф) и ширины межэлектродного промежутка $d = 1$ мм результаты расчета на ЭВМ «Проминь» эффективности собирания ионов в ионизированном керосине представлены в таблице.

№ п/п	t, с	Эффективность f		$E_t \cdot 10^6$, В/м	
		$P_1=3,04 \frac{\text{рад}}{\text{мин}}$ $\tau(P)_1 = 192 \text{ с}$	$P_2=3,642 \frac{\text{рад}}{\text{мин}}$ $\tau(P)_2 = 162 \text{ с}$	$\tau(P)_1 = 192 \text{ с}$	$\tau(P)_2 = 162 \text{ с}$
1	15	0,17401	0,17194	3,7	3,67
2	25	0,16443	0,16095	3,52	3,43
3	50	0,14204	0,13561	3,08	2,94
4	75	0,12190	0,11334	2,71	2,52
5	100	0,10394	0,09400	2,38	2,16
6	150	0,07406	0,06300	1,83	1,59
7	200	0,05103	0,04028	1,41	1,17
8	300	0,02010	0,01200	0,84	0,63
9	350	—	0,00356	0,64	0,465
10	400	0,00261	—	0,496	0,348

Проведенное исследование позволяет сделать вывод о возможности определения эффективности собирания ионов в ионизированных диэлектрических жидкостях с помощью газожидкостного конденсатора с малым межэлектродным расстоянием с использованием ПМС электрического поля.

Поступила 30 V 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Тарасов Ю. В. Пондеромоторные силы в двухфазном диэлектрике, находящемся в поле конденсатора. — «Труды ЛИАП», 1968, вып. 58, с. 149—154.
2. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. Ч. 1. М., «Сов. радио», 1966.
3. Завгородний В. С., Суслев А. П., Патрушев Г. И. Регистрация ионизирующих излучений с помощью диэлектрической жидкости, находящейся в электрическом поле. — «Атомная энергия», 1973, т. 35, с. 129—130.
4. Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. М., Гостехиздат, 1957.

УДК 539.198 : 533.6.011.8

ВЛИЯНИЕ ВОЗМУЩЕНИЯ ПОТОКА ПЕРЕД СКИММЕРОМ НА ПАРАМЕТРЫ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПУЧКА

А. Е. Зарвин, Р. Г. Шарафутдинов

(Новосибирск)

Формирование молекулярного пучка из сверхзвукового потока разреженного газа с помощью метода [1] сопровождается взаимодействием набегающего потока с конусообразным заборником (скиммером) [2]. Согласно современным представлениям [3], такое взаимодействие может быть условно разделено на наружное и внутреннее. Под наружным скиммерным взаимодействием понимается процесс рассеяния частиц набегающего потока на молекулах, отраженных от наружной поверхности скиммера и образующих в зависимости от условий обтекания диффузное газовое облако или отсепедшую ударную волну. Внутреннее скиммерное взаимодействие обусловлено столкновениями молекул пучка между собой, с внутренней поверхностью и с остаточным газом за входным сечением скиммера.

В существующих моделях скиммерного взаимодействия (например, [3—5]) в режиме обтекания скиммера, переходном от сплошного к свободно молекулярному, основная роль отводится наружному взаимодействию. При экспери-