

ЛИТЕРАТУРА

1. *Компанеиц А. С.* Радионизлучение атомного взрыва.— ЖЭТФ, 1958, т. 35, № 6 (12).
2. *Gilinsky V.* Companeets model for radio emission from a nucleare explosion.— «Phys. Rev.», 1965, vol. 137, N 1A.
3. *Медведев Ю. А., Федорович Г. В., Степанов Б. М.* Электромагнитное поле точечного источника длиннопробежного излучения в воздухе на проводящем экране.— ЖТФ, 1967, т. 37, № 11.
4. *Медведев Ю. А., Федорович Г. В., Степанов Б. М.* Электромагнитное поле приподнятого источника длиннопробежного излучения в воздухе над проводящим экраном.— ЖТФ, 1969, т. 39, № 5.
5. *Gilinsky V., Peebles G.* The Development of a radio signal from a nuclear explosion in the Atmosphere.— «J. Geophys. Res. Space Phys.», 1968, vol. 73, N 1.
6. *Бодулинский В. К., Медведев Ю. А., Федорович Г. В.* Возмущение внешних полей проводящими областями, расширяющимися со скоростью света.— «Радиотехника и электроника», 1972, т. 17, № 2.
7. *Karzas W. G., Latter R.* Electromagnetic radiation from a nuclear explosion in Space.— «Phys. Rev.», 1962, vol. 126, N 6.
8. *Кабанов Г. Л., Медведев Ю. А., Морозов И. И., Нешков Д. З., Степанов Б. М.* Измерение коэффициента прилипания электронов к молекулам кислорода в воздухе.— ЖТФ, 1973, т. 43, № 6.
9. *Козлов Н. И.* Точное решение одной задачи о распространении радиопимпульса в проводящей среде.— В кн.: Численные методы решения задач математической физики. М., «Наука», 1966.

УДК 537.5

О СНИЖЕНИИ ПРОБИВНОГО НАПРЯЖЕНИЯ ГАЗА В ПОЛЕ СТАЦИОНАРНОГО ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. Данцер, В. А. Феоктистов

(Москва)

Проведено численное решение задачи о снижении электрической прочности газа, находящегося в поле внешнего стационарного ионизирующего излучения. Рассчитаны правые ветви кривой Пашена для гелия, аргона и ксенона. Расчет проводился с помощью так называемого метода пристрелок с использованием стандартной программы Рунге—Кутты.

При разработке различных систем автоматического регулирования ядерных силовых и энергетических установок возникает задача, связанная с оценкой работоспособности газоразрядных приборов в ионизирующем поле реакторного гамма-излучения с мощностью экспозиционной дозы $P_\gamma \sim 10^2 - 10^5$ Р/с. Одним из критических параметров в этих условиях является электрическая прочность.

Теоретическому и экспериментальному изучению влияния облучения на изменение пробивного напряжения промежутка посвящено много работ, перечень которых приведен в [1]. В частности, в работах Роговского и его сотрудников расчетным путем было показано, что относительное снижение пробивного напряжения $\eta = (U_0 - U_*)/U_0$ (где U_0 — статическое пробивное напряжение без учета объемного заряда; U_* — пробивное напряжение при наличии фототока с катода I_0) пропорционально $\sqrt{I_0}$. Получение этого результата связано с применением теории воз-

мушения и разложением системы уравнений в ряд по малому параметру $\Delta E = E(x) - E_0$, где E_0 — начальное однородное поле в случае плоской геометрии электродов; $E(x)$ — искаженное объемным зарядом поле при наличии тока I_0 . Поэтому область применения зависимости $\eta \sim \sqrt{I_0}$ ограничена условием $\Delta E \ll E_0$ и $\eta \ll 1$.

В рассматриваемом случае действие ионизирующего излучения приводит к сильному искажению поля и теория возмущений не применима. Поскольку для движения частиц в самосогласованном неоднородном поле с учетом ударной ионизации отсутствует точное аналитическое решение, в данной работе расчет зависимости пробивного напряжения промежутка от мощности дозы P_γ проводится численным путем с использованием ЭВМ.

Система уравнений, описывающая дрейф частиц в неоднородном поле с учетом ударной ионизации и рождения их внешним однородным источником в случае плоской геометрии, имеет вид

$$(1) \quad \frac{dj_e}{dx} = -\alpha(E)j_e + Q; \quad \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi}{v_+(E)} \left\{ j - j_e \left(1 + \frac{v_+(E)}{v_e(E)} \right) \right\},$$

где j — плотность полного тока; j_e — плотность электронного тока; E — электрическое поле; v_+ и v_e — скорости дрейфа положительных ионов и электронов; $\alpha(E)$ — коэффициент ударной ионизации; Q — заряд, рождаемый внешним источником в единице объема газа за единицу времени, начало координат совпадает с анодом. Параметрами задачи являются величины j и Q .

В случае инертных газов (при очищенном катоде) вторичные лавины создаются в основном за счет ионов [2], и поэтому граничное условие имеет вид

$$(2) \quad j_e(d) = \frac{\gamma_+ j}{1 + \gamma_+}, \quad j_e(0) = j,$$

где γ_+ — коэффициент вторичной ионизации ионами. Для решения системы (1) необходимо задать явный вид функций $\alpha(E)$ и $v_{\pm}(E)$. В работе [3] на основе интерполяции известных экспериментальных данных для скоростей дрейфа ионов в инертных газах получены эмпирические выражения вида

$$(3) \quad v_+(E) = K_+ \frac{E}{p} \left(1 - C \frac{E}{p} \right), \quad \frac{E}{p} < D;$$

$$v_+(E) = K'_+ \left(\frac{E}{p} \right)^{1/2} \left(1 - C' \left(\frac{p}{E} \right)^{3/2} \right), \quad \frac{E}{p} > D,$$

где p — давление; K_+, K'_+, C, C' и D — константы для данного газа. Известен также [4] аналитический расчет подвижности положительных ионов в инертных газах. В данной работе в рамках численного решения задачи было использовано выражение (3), достаточно хорошо согласующееся с экспериментальными данными. В отличие от величины v_+ для скорости дрейфа электронов можно ограничиться линейным приближением $v_e = K_e \frac{E}{p}$, поскольку величина v_e в систему (1) входит в виде малой поправки порядка $v_+(E)/v_e$. Как показано в работе [3], для инертных

газов в широкой области изменения E/p для коэффициента $\alpha(E)$ справедливо выражение

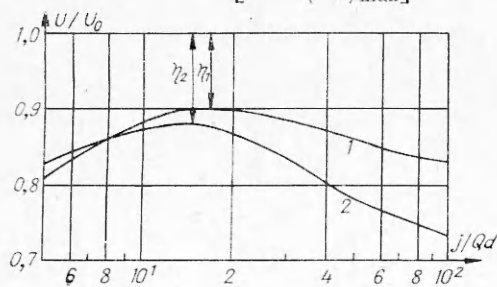
$$(4) \quad \alpha\left(\frac{E}{p}\right) = Ap \exp\left\{-B \sqrt{\frac{p}{E}}\right\}, \quad \frac{E}{p} < W.$$

Численные значения констант, входящих в формулы (3), (4), приведены в работе [3]. Таким образом, система (1), (2) с учетом формул (3), (4) полностью определяет задачу. Определение пробивного напряжения U_* сводится к расчету вольт-амперной характеристики $U=U(j)$ при данном Q , при этом U_* находится из условия $dU/dj=0$ [5].

Система (1) совместно с граничным условием (2) представляет собой двухточечную краевую задачу для системы обыкновенных дифференциальных уравнений (из двух переменных E и j_e только для j_e заданы граничные значения в двух точках). Один из методов численного решения системы (1), (2) состоит в том, что в точке $x=0$ относительно произвольным образом задается другая переменная $E(x=0)$. Поскольку теперь в точке $x=0$ заданы обе функции, решение можно получить, используя любую стандартную программу (в данной работе пробные варианты считались с помощью программы Рунге — Кутты). Подбор функций $E(x=0)$ производится до тех пор, пока полученное в результате решения значение $j_e(x=d)$ не совпадает с наперед заданной точностью с граничным значением $\gamma_+j/(1+\gamma_+)$. Проинтегрировав распределение поля по отрезку $(0, d)$, можно получить значение напряжения, соответствующее заданным j и Q . Задавая другие значения j и Q и повторяя заново описанную выше вычислительную процедуру, можно рассчитать вольт-амперную характеристику $U=U(j)$ при различных значениях Q . Подобный метод расчета применительно к задачам газового разряда был впервые использован в работе [6] для оценки катодного падения в тлеющем разряде. На фиг. 1 показаны расчетные вольт-амперные характеристики для аргона при $Q=1/3 \cdot 10^{-6}$, $d=1$, $p=5$ (кривая 1) и $p=10$ (кривая 2) (в тексте и на фигурах единицы измерения: В, см, мм рт. ст., Кл, с). По оси ординат отложено напряжение, отнесенное к статическому пробивному напряжению U , определяемому из условия $\mu=\gamma_+(\exp[\alpha_0 d]-1)=1$, где α_0 — коэффициент ударной ионизации в поле E_0 . Условие $\mu=1$ с учетом (4) имеет вид

$$(5) \quad U_0 = pdB^2 \left[\ln(pdA) - \ln \ln \left(1 + \frac{1}{\gamma_+} \right) \right]^{-2}$$

Во всех расчетах коэффициент вторичной ионизации был равен $\gamma_+=0,02$. Из фиг. 1 относительное снижение пробивного напряжения η определяется как разность $\left[1 - \left(\frac{U}{U_0} \right)_{\max} \right]$. Если системы (1), (2) привести к безразмерному виду и воспользоваться



Фиг. 1

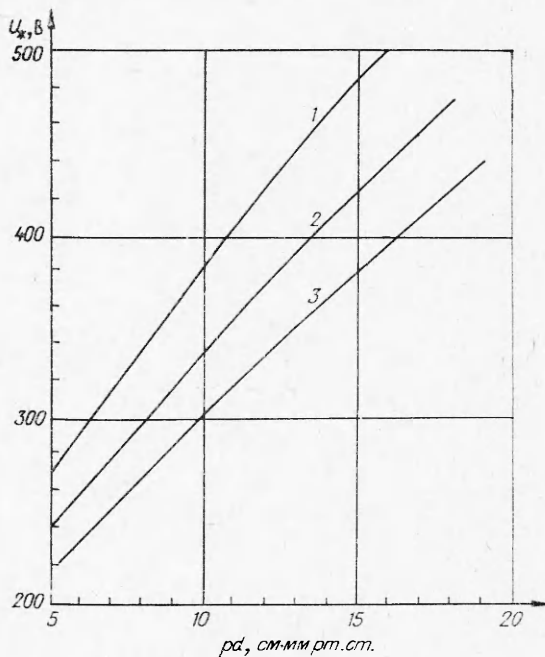
соображениями теории размерности, то можно получить, что пробивное напряжение U_* , кроме размерной комбинации pd , зависит еще от параметра d^3Q , т. е. $U_* = U_*(pd, d^3Q)$. Определяя максимум вольт-амперной характеристики при различных наборах параметров pd и d^3Q , можно построить зависимость величины U_* от pd при различных d^3Q .

На фиг. 2 показана правая ветвь кривой Пашена для аргона (кривая 1 не учитывает объемного заряда, формула (5), кривая 2 соответствует $d^3Q=1/3 \cdot 10^{-6}$, кривая 3 — $d^3Q=10^{-6}$). Аналогичные кривые для ксенона и гелия представлены на фиг. 3, 4 (обозначения кривых аналогичны фиг. 2). Результаты расчета показывают, что в рассматриваемых случаях величина η может составлять десятки процентов. Описанный метод расчета позволяет определить величину η в зависимости от Q . Если пренебречь вкладом в величину Q за счет вторичных процессов в оболочке, отделяющей газовую полость от окружающего пространства, то связь между P_γ и Q имеет вид [7]

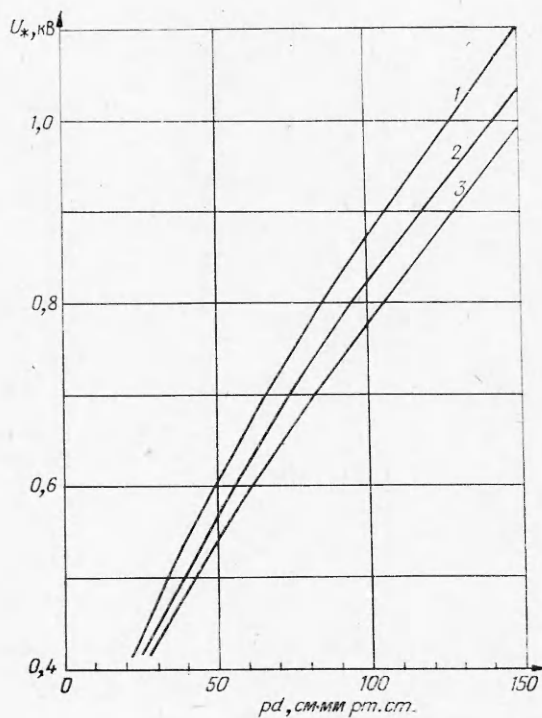
$$P_\gamma = aQ, \left(a = 5,5 \cdot 10^{26} \frac{\lambda_1 \omega}{\lambda_2} \right),$$

где λ_1 и λ_2 — средние линейные коэффициенты передачи энергии для воздуха при нормальном давлении и газового наполнения при интересующем давлении P , 1/см; ω — энергия ионообразования в газовом наполнении, Дж/ион; Q — Кл/см³·с. Например, при $E_\gamma \sim 1$ мэВ для аргона получим $a = 1,2 \times 10^{12} 1/p$, так что кривым 1, 2 на фиг. 1 соответствуют значения $P_\gamma = 8 \cdot 10^4 P/c$ и $P_\gamma = 4 \cdot 10^4 P/c$.

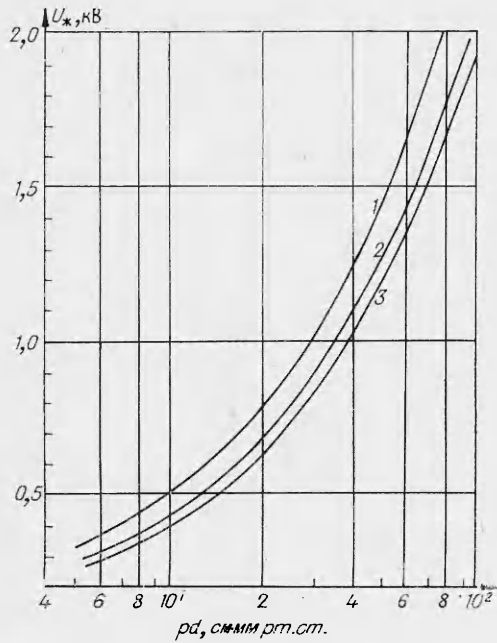
Механизм снижения пробивного напряжения объясняется увеличением коэффициента размножения при искажении поля объемным зарядом. На фиг. 5 показано распределение поля при токах зажигания i_ψ , соответствующих различным значениям Q (аргон, $d=1$, $p=10$,



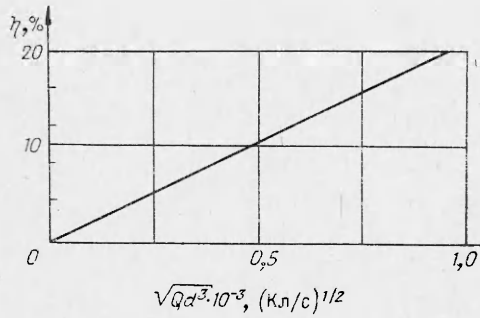
Фиг. 2



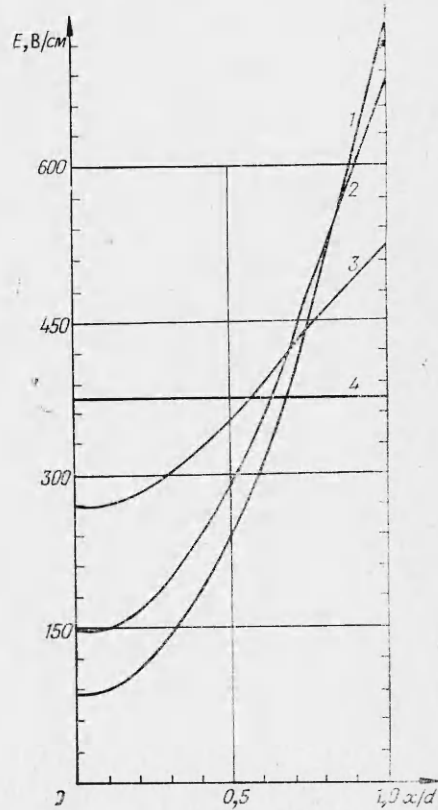
Фиг. 3



Фиг. 4



Фиг. 6



Фиг. 5

кривая 4 дает начальное однородное поле, кривая 3 соответствует $d^3Q = 1/3 \cdot 10^{-7}$, кривая 2 — $d^3Q = 1/3 \cdot 10^{-6}$, кривая 1 — $d^3Q \times Q = 10^{-6}$. При такой неоднородности поля закономерность вида $\eta \sim \sqrt{Q}$, которую можно получить в рамках теории возмущения при условии $(E(x) - E_0) \ll E_0$, $\eta \ll 1$, не применима. Однако, как следует из фиг. 6, где показано изменение η от $\sqrt{d^3Q}$ (аргв, $pd=10$), линейная зависимость сохраняется в области интересующих значений Q вплоть до $\eta \approx 22\%$. Обобщение данного расчета на случай $\gamma_+ = \gamma_+(E)$ не связано с принципиальными трудностями и может быть сделано в соответствии с [8].

Поступила 4 X 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Мик Д., Крэгг А. Электрический пробой в газах. М., ИЛ, 1960, с. 447.
2. Петер Г. Электронные лавины и пробой в газах. М., «Мир», 1968.
3. Ward A. L. Calculation of cathode-fall characteristics. — «Jour. of Appl. Phys.», 1962, vol. 33, N 9.
4. Каган Ю. М., Перель В. И. О движении положительных ионов в собственном поле. — «Докл. АН СССР», 1954, т. ХСУШ, № 4.
5. Энгель А., Штенбек М. Физика и техника электрического разряда в газах. Изд. ОНТИ — НКТИ, 1936, т. 11.

6. Ward A. L. Effect of space Charge in Cold-Cathode Gas Discharge.—«Phys. Rev. », 1958, vol. 112, N 6.
 7. Иванов В. И. Курс дозиметрии. М., Атомиздат, 1970.
 8. Ward A. L., Eijionydd J. Electrical Breakdown in Hydrogen at Low Pressures.—«Phys. Rev.», 1961, vol. 122, N 2.

УДК 532.501.34

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ДВИЖЕНИЯ ГРАНИЦЫ ВЗРЫВНОЙ ПОЛОСТИ В МЯГКОМ ГРУНТЕ

Э. А. Кошелев, Е. Н. Шер

(Новосибирск)

Одной из первых моделей взрыва в грунте была гидродинамическая схема [1]. Несмотря на недостатки и определенные термодинамические противоречия [2] схемы, качественная картина взрыва в грунте [1] описывается достаточно ясно. В дальнейшем появилось много работ, посвященных этой проблеме, в которых в качестве моделирующих сред использовались более сложные пластические и упругопластические модели, но модель взрыва в грунте [1] по-прежнему импонирует своей простотой. В статье в постановке работы [1] исследуется вопрос об устойчивости границы взрывной полости и ударной волны. Рассмотрение ограничивается наиболее простым случаем, когда основное движение является одномерным.

В этом случае схема [1] примет следующий вид. В среде с постоянной плотностью ρ_1 в момент времени $t=0$ начинает распространяться ударная волна. За фронтом волны — несжимаемая идеальная жидкость с плотностью ρ_2 . Уравнения, характеризующие движение среды, имеют вид

$$\frac{\partial u_0}{\partial t} + u_0 \frac{\partial u_0}{\partial x} = - \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial p_0}{\partial x}; \quad \frac{\partial u_0}{\partial x} = 0,$$

где u_0 — проекция вектора скорости на ось x ; p_0 — давление. На границе взрывной полости $x=a$ давление в жидкости равно давлению в полости. На фронте ударной волны $x=R$ выполняются условия:

$$u_0(R) = \xi R;$$

$$p_0(R) = \rho_1 \xi R^2 + p_s,$$

где $\xi = 1 - \rho_1/\rho_2$, точка означает дифференцирование по времени; p_s — давление, с которого начинается ударное сжатие. Невозмущенное течение будет характеризоваться следующими соотношениями:

$$a = \xi R + (1 - \xi)a_0, \quad a_0 = R_0 \text{ — начальное состояние;}$$

$$p_0 = - \rho_2 \dot{u}_0 x + \frac{\rho_1 u_0^2}{\xi} + \rho_2 \dot{u}_0 R.$$

Предположим, что основное течение испытывает малое возмущение

$$U_x = u_0 + u; \quad U_y = v; \quad p = p_0 + p;$$

$$X_b = R + \varepsilon; \quad X_n = a + \delta,$$