

присадки все время растет. Представляется целесообразным ожидать, что оптимальная концентрация присадки лежит между 0,5 и 2,5%.

Как следует из графиков, отрыв электронной температуры от температуры основного газа в рассматриваемом диапазоне плотности электрического тока (до 50 А/см²) при концентрации присадки, близкой к оптимальной, не превышает 2000 К.

Поступила 25 X 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Kerrebrock I. L. Conduction in gases with elevated electron temperature.— In: Engineering aspects of magnetohydrodynamics. N. Y., Columbia Univ. Press, 1962.
2. Kerrebrock I. L. Nonequilibrium ionization due to electron heating. I. Theory.— «AIAA J.», 1964, vol. 2, N 6.
3. Kerrebrock I. L., Hoffman M. A. Nonequilibrium ionization due electron heating II. Experiments.— «AIAA J.», 1964, vol. 2, N 6.
4. Ben Daniel D. J., Bishop C. M. Nonequilibrium ionization in a high-pressure cesium-helium transient discharge.— «Phys. Fluids», 1963, vol. 6, N 2.
5. Hurwitz H. Jr., Sutton G. W., Tamor S. Electron heating in magnetohydrodynamic power generators.— «ARS J.», 1962, vol. 32, N 8.
6. Hale F. J., Kerrebrock I. L. Insulator boundary layers in magnetohydrodynamic channels.— «AIAA J.», 1964, vol. 2, N 3.
7. Sherman A., Reschofko E. Nonequilibrium boundary layer along insulator wall.— «AIAA J.», 1969, vol. 7, N 4.
8. Белых В. И. К расчету термически приэлектродной области в плазме с присадкой щелочного металла.— ПМТФ, 1976, № 1.
9. Garrison G. W. Electrical conductivity of a seeded nitrogen plasma.— «AIAA J.», 1968, N 6.

УДК 621.039.555

ВЛИЯНИЕ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА СВЕТОВУЮ ВСПЫШКУ, ВОЗБУЖДАЕМУЮ ИСТОЧНИКОМ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ

А. В. Жемерев, Ю. А. Медведев, Б. М. Степанов

(Москва)

При рассмотрении задачи о свечении воздуха, возбуждаемого импульсным γ -излучением, обычно предполагается [1—4], что световая энергия, излучаемая элементарным объемом, пропорциональна поглощенной в этом же объеме энергии γ -излучения. Однако энергетические потери комптоновских электронов на работу против сил возникающего электрического поля эффективно уменьшают поглощенную энергию γ -излучения [5]. Действительно, в воздухе нормальной плотности тормозящее поле E может достигать значений порядка 10^5 В/м [6], при этом параметр, характеризующий влияние электрического поля, $g = eEl/\epsilon_e$ (l и ϵ_e — пробег и кинетическая энергия комптоновского электрона, $\epsilon_e \simeq 1$ МэВ, $l = 2$ м [7]) составляет величину 0,2, т. е. эффект уже становится заметным.

При меньших плотностях воздуха ($\sim 10^{-4}$ г/см³) параметр g достигает значений порядка 10 [8] и энергетические потери электронов в поле становятся определяющими. Таким образом, задача о световой вспышке, возбуждаемой импульсным γ -излучением, должна рассматриваться совместно с задачей об электрических полях. Для правильной оценки амплитуд электрических полей, возбуждаемых в потоке γ -излучения, необходимо учитывать уменьшение тока комптоновских электронов и тока проводимости за счет тормозящего влияния поля [5], а также разогрев вторичных электронов полем, приводящий к изменению проводимости [9]. Помимо этого, при корректной постановке задачи о временных характеристиках световой вспышки необходимо учитывать самопоглощение света за счет реакции фотоотщипания электронов от отрицательных ионов кислорода, образующихся при ионизации воздуха γ -квантами [1, 4]. В данной работе исследуется влияние сильного электрического поля на характеристики световой вспышки, возбуждаемой импульсным источником γ -излучения в воздухе. Источник γ -излучения предполагается точечным, изотропным и монохроматическим, испускающим в единицу времени $\dot{N}(t)$ ($\dot{N} = 0$ при $t \leq 0$) γ -квантов.

Световая вспышка, возбуждаемая импульсом γ -излучения в воздухе, определяется суммированием всех вспышек от элементарных объемов воздуха с учетом самопоглощения света в воздухе, возмущенном γ -излучением. Свечение элементарного объема воздуха определяется энергией $\vec{E}(r, t)$, поглощаемой в единице объема, и законом высвечивания элементарного объема $K_\delta(t)$ под действием короткого импульса (δ -импульса) γ -квантов. Из-за торможения комптоновских электронов полем происходит эффективное уменьшение поглощенной энергии γ -излучения пропорционально величине $(1 + g)^{-1}$ [5]. Электрическое поле определяется из системы уравнений электронно-ионного баланса в воздухе под действием γ -излучения

$$(1) \quad \frac{dg}{dt} = 4\pi \left\{ \frac{e^2 l^2}{\varepsilon_e} \frac{\mu f_\gamma}{1+g} - eK[E(\varepsilon)] n_e g \right\};$$

$$(2) \quad \frac{dn_e}{dt} = \frac{\nu \mu f_\gamma}{1+g} - \gamma[E(\varepsilon)] n_e - \alpha_e [E(\varepsilon)] n_e (n_e + N_-);$$

$$(3) \quad \frac{dN_-}{dt} = \gamma[E(\varepsilon)] n_e - \alpha_i N_- (n_e + N_-)$$

с нулевыми начальными условиями. В уравнениях (1)–(3) наряду с прилипанием электронов, электронно-ионной и ионно-ионной рекомбинациями учитывается тормозящее влияние электрического поля введением множителя $(1 + g)^{-1}$ в уравнения (1), (2) [5] и разогрев вторичных электронов полем, приводящий к изменению коэффициентов γ , α_e и K (как и в работах [5, 9], считаем, что проводимость воздуха обусловлена вторичными электронами, рождаемыми комптоновскими электронами). В системе (1)–(3) $g = eEl/\varepsilon_e$ — безразмерное электрическое поле; n_e — плотность электронов; N_- — плотность отрицательных ионов кислорода; $\gamma(\varepsilon)$ — коэффициент прилипания вторичных электронов; $K(\varepsilon) = (e/m)\nu(\varepsilon)$ — подвижность вторичных электронов [10]; e и m — заряд и масса электрона; $\nu(\varepsilon)$ — эффективная частота столкновений электрона; α_i и α_e — коэффициенты ионно-ионной и электронно-ионной рекомбинаций; $\alpha_e = 3 \cdot 10^{-7} (\varepsilon_0/\varepsilon)^{3/2}$ см²/с [11]; μ^{-1} — эффективный пробег γ -кванта; $\nu = 3 \cdot 10^4$ — число вторичных электронов, образуемых при поглощении энергии 1 МэВ в слабом поле; f_γ — поток γ -квантов; ε — средняя энергия

вторичных электронов, связанная с электрическим полем E соотношением [10]

$$\varepsilon - \varepsilon_0 = e^2 E^2 / m \delta(\varepsilon) v^2(\varepsilon),$$

$\varepsilon_0 = 0,025$ эВ; $\delta(\varepsilon)$ — относительная потеря энергии электроном при столкновении. Отметим, что величины μ , α_i и l^{-1} пропорциональны плотности воздуха и для нормальной плотности равны: $\mu^{-1} = 300$ м, $l = 2$ м [7], $\alpha_i = 2 \cdot 10^{-6}$ см³/с. Результаты экспериментальных измерений величин $v(\varepsilon)$, $\delta(\varepsilon)$ и $\gamma(\varepsilon)$ интерполированы аналитическими зависимостями в работе [12].

Величина $K_\delta(t)$ определяется временем радиационного распада возбужденных состояний молекул α^{-1} (несколько единиц на 10^{-8} с [13])

$$K_\delta(t) = \alpha \exp(-\alpha t),$$

а поглощенная энергия равна

$$(4) \quad \dot{E}(r, t) = \frac{\mu \varepsilon_\gamma \dot{N}(t - r/c)}{i + g(r, t)} \exp(-\mu r) / 4\pi r^2,$$

где $\varepsilon_\gamma = 1$ МэВ — энергия γ -квантов. В выражение (4) в отличие от работы [1] входит величина $g(r, t)$, учитывающая уменьшение поглощенной энергии γ -излучения из-за тормозящего влияния электрического поля и определяющаяся из системы (1)–(3). Отметим, что величины $g(r, t)$ и $\dot{E}(r, t)$ отличны от нуля при $t > r/c$, что отражает эффекты запаздывания.

После рассмотрения дифференциальных характеристик свечения $K_\delta(t)$ и $\dot{E}(r, t)$ рассмотрим интегральные (по объему) характеристики свечения воздуха, возбуждаемого импульсом γ -излучения, на расстояниях R_0 , меньших или сравнимых со средним пробегом светового кванта в невозмущенном воздухе, который при нормальной плотности равен 10–20 км [1].

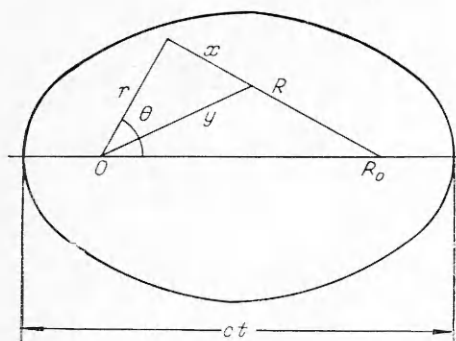
Элементарный объем воздуха на расстоянии r от источника (фиг. 1) под действием γ -излучения светится по закону

$$i(r, t) = \eta \int_{r/c}^t K_\delta(t - t') \dot{E}(r, t') dt',$$

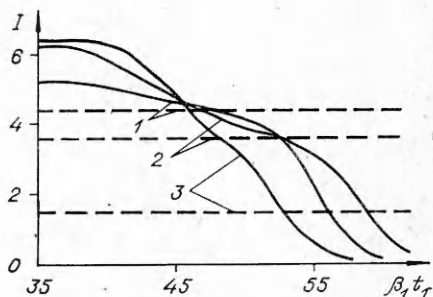
где η — эффективность высвечивания (отношение высвечиваемой в оптическом диапазоне энергии к поглощенной энергии γ -излучения). В предположении, что свет излучается элементарным объемом воздуха изотропно, интенсивность светового потока, создаваемого элементарным объемом воздуха, на расстоянии R_0 от γ -источника без учета поглощения света определяется выражением

$$(5) \quad i(R_0, t) = \frac{\eta}{4\pi R^2} \int_{r/c}^{t-R/c} K_\delta\left(t - t' - \frac{R}{c}\right) \dot{E}(r, t') dt'.$$

Для правильного учета эффектов самопоглощения света в выражение (5) необходимо ввести множитель, описывающий уменьшение светового потока за счет реакции фотоотлипания электронов от отрицательных ионов кислорода, который определяется интегралом от пространственно-вре-



Ф и г. 1



Ф и г. 2

менного распределения плотности отрицательных ионов кислорода вдоль траектории светового кванта

$$(6) \quad \exp \left\{ -\sigma \int_0^R N_-(y, t - \frac{R-x}{c}) dx \right\},$$

где $\sigma = 2,8 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ — сечение фотоотлипания [1], а плотность отрицательных ионов $N_-(r, t)$ определяется из системы уравнений (1)–(3). С учетом выражений (6), (5) временная зависимость интенсивности светового потока на расстоянии R_0 от источника γ -квантов с учетом самопоглощения света и эффектов запаздывания определяется в момент времени t суммированием вспышек от каждого элемента dv объема V_t , ограниченного поверхностью эллипсоида $r + R = ct$:

$$(7) \quad I(t) = \frac{\eta}{4\pi} \int_{V_t} \frac{dv}{R^2} \exp \left\{ -\sigma \int_0^R N_-(y, t - \frac{R-x}{c}) dx \right\} \times \\ \times \int_{r/c}^{t-R/c} K_\delta \left(t - t' - \frac{R}{c} \right) \dot{E}(r, t') dt'.$$

Исследуем выражение (7) для источника γ -излучения с временной зависимостью

$$(8) \quad \dot{N}(t) = \begin{cases} \beta_1 \exp(\beta_1 t), & t < T, \\ \beta_1 \exp\{\beta_1 T - \beta_2(t - T)\}, & t > T \end{cases}$$

на больших расстояниях от источника. Константы в выражении (8) имеют примерные значения $\beta_1 \approx 10^8 \text{ с}^{-1}$, $\beta_2 \approx 0,02\beta_1$, $\beta_1 T \sim 50-60$ [6].

Рассмотрим передний фронт ($t < T$) свечения. Поток γ -квантов f_γ в системе (1)–(3)

$$f_\gamma = \beta_1 \exp(-\alpha r + \beta_1 t) / 4\pi r^2.$$

Численный расчет системы (1)–(3) показывает, что величины g и N_- при больших $\beta_1 t$ сильно зависят лишь от одного параметра $\tau = \exp(-\alpha r + \beta_1 t) / r^2$, тогда как зависимость от других параметров весьма слабая. Это существенно упрощает численный анализ выражения (7).

Отметим также, что из-за сильного разогрева вторичных электронов полем (например, при временах $\beta_1 t \sim 50$ отношение $\varepsilon/\varepsilon_0$ порядка 50—100) процесс электронно-ионной рекомбинации будет подавлен по сравнению с прилипанием электронов, так как коэффициент электронно-ионной рекомбинации $\alpha_e \sim (\varepsilon_0/\varepsilon)^{3/2}$ [11].

При малых временах величина $g(t)$ повторяет во времени функциональную зависимость γ -источника (8), однако сами значения $g(t)$ малы по сравнению с единицей. При больших временах ($\beta_1 t \geq 40$) величина $g(t)$ достигает значений порядка единицы и более, но при этом выходит на насыщение и меняется слабо по сравнению с $\exp(\beta_1 t)$ при изменениях t порядка $1/\beta_1$. Численный расчет системы (1)—(3) показывает, что и в промежуточной области величина $1 + g(t)$ меняется слабо. Это обстоятельство упрощает вычисление интеграла по t' в выражении (7): величину $1 + g(r, t')$ можно вынести из-под знака интегрирования по t' , полагая в ней $t' = t - R/c$. Для больших ($R_0 \gg \mu^{-1}$) расстояний можно воспользоваться приближенным равенством $r \cos \theta + R \simeq R_0$. После интегрирования по t' для выражения (7) получаем

$$(9) \quad I(t_1) = \frac{\eta \mu \varepsilon \gamma}{8\pi R_0^2} \frac{\alpha \beta_1}{\alpha + \beta_1} e^{\beta_1 t_1} \int_0^\infty dr \int_{-1}^1 d\xi \frac{\exp\left\{-\sigma \int_0^R N_-(\tau) dx - \mu r + \frac{\beta_1 r}{c} (\xi - 1)\right\}}{1 + g(\tau)},$$

где $t_1 \equiv t - R_0/c$.

Из выражения (9) непосредственно видно, что если эффекты поля и самопоглощения малы, то световая вспышка повторяет во времени функциональную зависимость источника (8). Численные оценки показывают, что величина $\exp\left\{-\sigma \int_0^R N_-(\tau) dx\right\} / [1 + g(\tau)]$ меняется слабо по сравнению с $\exp(\beta_1 r \xi/c)$ при изменениях ξ порядка $c/\beta_1 r$, поэтому ее можно вынести из-под знака интегрирования по ξ , полагая в ней $\xi = 1$. После интегрирования по ξ получаем

$$I(t_1) = \eta \frac{\mu \varepsilon \gamma}{8\pi R_0^2} \frac{\alpha}{\alpha + \beta_1} e^{\beta_1 t_1} \int_0^\infty dr \frac{\exp\left\{-\sigma \int_0^R N_-(\tau) dx - \mu r\right\} \left[1 - \exp\left(-2 \frac{\beta_1 r}{c}\right)\right]}{1 + g(\tau) r}.$$

На фиг. 2 представлены результаты численных расчетов величины $I(t_1)$ в единицах $\eta \frac{\mu \varepsilon \gamma}{8\pi R_0^2} \frac{\alpha}{\alpha + \beta_1} \exp(\beta_1 t_1)$ ($1 - p = 1$; $2 - p = 0,3$; $3 - p = 0,1$, p — плотность воздуха в единицах нормальной плотности). Расчеты показывают, что отклонение от экспоненциального закона начинается при временах $\beta_1 t_1 \geq 40$ и вызвано тормозящим влиянием электрического поля. При нормальном давлении электрическое поле относительно слабо уменьшает световую энергию (примерно на 20%), но при малых давлениях уменьшение светового сигнала весьма существенно (например, при $p = 0,1$ в четыре раза). При временах $\beta_1 t_1 \geq 50$ начинают сказываться эффекты самопоглощения, приводящие к еще большему уменьшению светового сигнала.

Электрическое поле относительно слабо влияет на поглощенную энергию γ -излучения при расчете временных характеристик заднего ($t_1 > T$) фронта свечения. Действительно, при временах $t_1 > T$ поток γ -квантов (8) начинает экспоненциально спадать со временем, и в резуль-

тате происходит быстрая релаксация электрического поля. Время релаксации можно оценить выражением $t_p \approx (4\pi e K n_e)^{-1}$ (см. (1)), что для типичных значений плотности вторичных электронов $n_e \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ составляет $t_p \sim 10^{-9}$ с.

Электрическое поле, разогревая вторичные электроны [9], изменяет коэффициенты элементарных процессов в воздухе под действием γ -излучения и тем самым влияет на эффекты самопоглощения (см. (1)–(3)). Однако точный расчет временных характеристик световой вспышки чрезвычайно осложняется из-за значительных вычислительных трудностей (численного решения системы (1)–(3) для потока γ -излучения, меняющегося в пространстве и времени). Кроме того, при временах порядка T , вообще говоря, необходимо учитывать зависимость величин β_1 и β_2 от времени [14]. Влияние эффектов самопоглощения на временные характеристики световой вспышки, возбуждаемой экспоненциально спадающим со временем источником γ -излучения, оценивалось в работе [4] в пренебрежении эффектами разогрева вторичных электронов электрическим полем.

Рассмотрим возможность экспериментального обнаружения влияния собственного электрического поля на свечение, возбуждаемое на выходе ускорителя электронов в воздухе нормальной плотности [15]. Будем считать, что электроны проходят путь l , создавая однородную ионизацию на пробеге. Пусть временная зависимость пучка электронов представляется прямоугольным импульсом длительностью Δt . Энергия электронов $\epsilon_e \simeq 1$ МэВ. Уравнения для поля и проводимости имеют вид

$$(10) \quad \frac{dg}{dt} = 4\pi \left\{ \frac{e^2 l}{\epsilon_e} i - e K n_e g \right\};$$

$$(11) \quad \frac{dn_e}{dt} = \frac{vi}{l} - \gamma n_e,$$

где i — плотность тока. При значениях Δt и i , когда $g \leq 0,5$, в уравнениях (10), (11) пренебрегается величиной g по сравнению с единицей. При временах $t < \gamma^{-1} \simeq 10^{-8}$ с плотность вторичных электронов n_e нарастает линейно со временем. С учетом этого для поля g получаем

$$(12) \quad g = b \int_0^t \exp\{a(x^2 - t^2)\} dx,$$

где $a = 4\pi e^2 K i / l$, $b = 4\pi e^2 l i / \epsilon_e$. Воспользовавшись равенством $x^2 - t^2 = \beta t(x - t)$, где $1 < \beta < 2$, для выражения (12) получаем

$$(13) \quad g = \frac{b}{\beta a t} [1 - \exp(-\beta a t^2)].$$

Выражение (13) имеет максимум при $t \sim 1/\sqrt{a}$. Отсюда получаем оценку для $\Delta t \leq 1/\sqrt{a}$. При этих временах достигаются значения $g_m \sim b/\sqrt{a}$. Подставляя численные значения констант и выражая плотность тока i в А/см², а Δt в единицах 10^{-8} с, получаем оценки для продолжительности импульса Δt и достигаемого при этом электрического поля g_m

$$\Delta t \leq 1/\sqrt{10i}, \quad g_m \sim 10\sqrt{i}.$$

Эффект может наблюдаться для коротких импульсов с $\Delta t \leq 10^{-8}$ с и плотностях тока $i \sim 0,1-1$ А/см², что вполне достижимо на современных ус-
2 ПМТФ, № 6, 1977 г.

корителях электронов. При постоянной длительности импульса Δt увеличение тока ускорителя будет приводить к уменьшению отношения световой энергии к полной энергии пучка электронов. Целесообразно измерять отношение проинтегрированных за импульс сигналов света и тока ускорителя во избежание случайных изменений формы тока ускорителя и энергии электронов.

Таким образом, влияние сильного электрического поля при малых давлениях заметно уменьшает световую энергию и меняет характер высвечивания во времени. Эффект влияния сильных электрических полей на свечение воздуха, возбуждаемое быстрыми электронами, может наблюдаться в лабораторных условиях.

Авторы выражают благодарность Е. В. Метелкину за полезные обсуждения работы.

Поступила 6 XII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Жемерев А. В., Медведев Ю. А. Световая вспышка, возбуждаемая импульсом гамма-квантов.—«Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 4.
2. Жемерев А. В., Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Труханов Г. Я. Свечение воздуха, возбуждаемое гамма-излучением.—«Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 6.
3. Жемерев А. В., Медведев Ю. А., Степанов Б. М. Световая вспышка, возбуждаемая импульсом гамма-квантов при отсутствии прямой видимости источника.—«Атомная энергия», 1977, т. 42, вып. 2.
4. Жемерев А. В. Световая вспышка, возбуждаемая в воздухе экспоненциально затухающим со временем источником гамма-излучения.— В сб.: Вопросы метрологии и методы оптико-физических измерений. М., Изд-во стандартов, 1975.
5. Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. Электрическое поле, возбуждаемое в воздухе импульсом гамма-квантов.— ПМТФ, 1970, № 4.
6. Виленская Г. Г., Имшенник В. С., Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Феоктистов Л. П. Электромагнитное поле, возбуждаемое в воздухе нестационарным источником гамма-излучения, находящимся на идеально проводящей плоскости.— ПМТФ, 1975, № 3.
7. Жемерев А. В., Медведев Ю. А., Степанов Б. М. Импульсный ток электронов, возбуждаемый гамма-излучением в воздухе.—«Атомная энергия», 1976, т. 41, вып. 4.
8. Иванов М. Ф., Соловьев А. А., Терехин В. А. Самосогласованная задача об электрических полях, создаваемых в воздухе импульсом гамма-квантов.— ПМТФ, 1975, № 4.
9. Медведев Ю. А., Метелкин Е. В. К оценке амплитуд полей, возбуждаемых нестационарным источником гамма-излучения.— ПМТФ, 1976, № 4.
10. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., «Наука», 1967.
11. Иванов-Холодный Г. С., Никольский Г. М. Солнце и ионосфера. М., «Наука», 1969.
12. Медведев Ю. А., Степанов Б. М., Федорович Г. В. Статические характеристики вторичных электронов.— В кн.: Вопросы метрологии ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1975.
13. Johnson A. W., Fowler R. G. Measured lifetimes of rotational and vibrational levels of electronic states of N_2^+ .— «J. Chem. Phys.», 1970, vol. 53, N 1.
14. Sandmeier H. A., Dupree S. A., Hansen G. E. Electromagnetic pulse and time-dependent escape of neutrons and gamma rays from a nuclear explosion.—«Nuclear Science and Engineering», 1972, vol. 48, N 3.
15. Вагин Ю. П., Кабанов Г. Л., Медведев Ю. А., Нешков Д. З., Степанов Б. М. Исследование свечения воздуха под действием быстрых электронов.—«Атомная энергия», 1970, т. 28, вып. 2.