



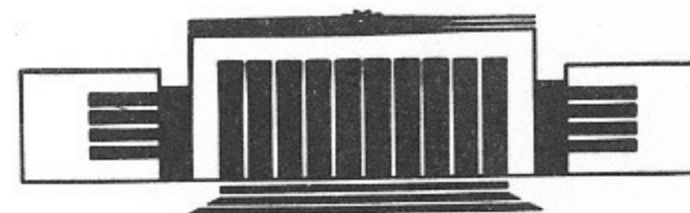
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

32

Е.М. Сыресин

ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ
МИКРОСЕКУНДНОГО РЭП С ФОЛЬГОЙ,
ПОМЕЩЕННОЙ В ПРОБКОТРОН

ПРЕПРИНТ 88-149



НОВОСИБИРСК

В ИЯФ СО АН СССР ведутся исследования по генерации и магнитной компрессии релятивистских электронных пучков с энергозапасом 100—150 кДж, мощностью 50 ГВт и энергией частиц 1 МэВ [1]. Пучки с такими параметрами предполагается использовать для нагрева плазмы в открытых соленоидальных системах [2].

Электронные пучки, инжектируемые в открытые ловушки, могут быть применены для генерации мощных импульсов излучения с $\lambda = 50 \div 100$ нм.

Известно, что для генерации ультрафиолетового излучения предполагается использовать ионные пучки с плотностью мощности 1 ГВт/см² и энергозапасом 1 кДж [3]. Эффективность трансформации энергии пучка в излучение в этом случае составляет 30—50% [3]. Интенсивные источники излучения могут быть созданы также на основе мощных ускорителей электронных пучков с энергозапасом 10 кДж и плотностью мощности 10—100 ГВт/см² [4].

В настоящей работе приводятся результаты расчетов по генерации излучения электронными пучками микросекундной длительности с заметно меньшей, чем в [4], плотностью мощности (0,5 ГВт/см²), но существенно большим энергозапасом в пучке $Q_0 \approx 100 \div 150$ кДж. Эффективность трансформации энергии пучка в излучение, несмотря на не очень высокую плотность мощности, может быть существенной и достигать 30%. В результате чего на основе существующих в настоящее время ускорителей [1] возможно создание источников ультрафиолетового излучения с энергозапасом 25—30 кДж и $\lambda \approx 50 \div 100$ нм.

ЭНЕРГОВКЛАД ПУЧКА В ФОЛЬГУ ПРИ ЕГО ИНЖЕКЦИИ В ПРОБКОТРОН

Генерация теплового излучения связана с проблемой создания плотной плазмы с температурой $T \approx 10$ эВ [3—4]. В [4] для этой цели предполагается использовать электронные пучки с плотностью мощности $10—100$ ГВт/см². Пучок инжектируется на мишень, теряя свою энергию в поверхностном слое толщиной, равной длине пробега электронов. В результате, энергия, запасенная в пучке, идет на нагрев, ионизацию, ускорение этого слоя и генерацию излучения с поверхности мишени. При температуре $T \approx 10$ эВ синтезированная пучком плазма трех-пятикратно ионизована. Чтобы достичь такой температуры, энергия, приходящаяся на один атом поверхностного слоя фольги, должна превышать суммарную энергию ионизации первых уровней. Поэтому энергозапас пучка должен быть достаточно высоким.

Если в качестве источника плазмы использовать фольгу толщиной, много меньшей, чем длина пробега электронов в ней, и создать условия, при которых вся энергия, запасенная в пучке, поглотится в этой фольге, то энергия, теряемая пучком на ионизацию и нагрев, будет заметно меньше, чем при инжекции пучка на толстую мишень, а эффективность генерации излучения существенно выше. Эта задача может быть решена при взаимодействии электронного пучка с фольгой, помещенной в пробкотрон. Схема показана на рис. 1. Источником плазмы является фольга Φ , расположенная в центральной части пробкотрона. Электронный пучок генерируется в плоском диоде. После магнитной компрессии в пробке 1 он инжектируется в пробкотрон. Вследствие углового рассеяния в фольге Φ значительная часть электронов приобретает большойpitch-угол и начинает осциллировать между пробками 1 и 2, постепенно поглощаясь в фольге Φ .

Таким образом, поместив достаточно тонкую фольгу в пробкотрон и обеспечив многократное прохождение электронов через нее, можно существенным образом увеличить удельную энергию, приходящуюся на атом фольги, и уменьшить потери энергии пучка на нагрев и ионизацию, что приведет к росту эффективности генерации излучения.

Энерговклад пучка в фольгу определяется его энергозапасом,

параметрами магнитной системы, толщиной и материалом фольги. Для достижения заметного энерговклада в фольгу, параметры ее должны удовлетворять следующему условию:

$$\bar{\theta}^2 \gg \frac{\delta W}{eU} > R_3^{-1}, \quad (1)$$

где $\bar{\theta}^2$, δW — средний квадрат угла рассеяния и средние потери энергии при прохождении электронов через фольгу Φ по нормали к ее поверхности; eU — энергия электронов пучка; $R_3 = H_3/H_2$, H_2 и H_3 — поле в центральной части пробкотрона и в пробке 2. Условие $\bar{\theta}^2 \gg R_3^{-1}$ соответствует быстрому рассеянию электронов в фольге, в результате чего почти все электроны отражаются от пробки 2 и осциллируют в пробкотроне. При $\delta W/eU > R_3^{-1}$ скорость поглощения электронов в фольге заметно превышает их скорость вылета из пробкотрона через пробку 2.

Кинетическое уравнение для электронов, осциллирующих в пробкотроне, в этом случае имеет вид [5]:

$$\frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 \delta W f + \frac{fv}{4R_3} - \frac{n_b v_0 R_1}{4\pi p^2 R_2} \delta(p - p_0) = 0, \quad (2)$$

где n_b — плотность электронного пучка на анодной фольге; v_0 и p_0 — скорость и импульс электронов, соответствующие ускоряющему напряжению U ; $R_1 = H_1/H_0$, $R_2 = H_1/H_2$, H_0 , H_1 — поле в диоде и в пробке 1. Первый член в кинетическом уравнении описывает поглощение электронов в фольге Φ , второй — их сток через пробку 2, третье слагаемое связано с генерацией пучка в диоде. Предлагается, что почти все электроны, вылетевшие из пробкотрона в диод, возвращаются обратно. Решив уравнение (2), получаем

$$f(p) = \frac{n_b v_0 R_1}{4\pi p^2 \delta W R_2} \exp \left[- \frac{mc^2}{4\delta W_0 R_3} \frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2 - 1} \left(\frac{\gamma_0^2 + 1}{\gamma_0} - \frac{\gamma^2 + 1}{\gamma} \right) \right], \quad (3)$$

где $\gamma = (1 + p^2/m^2 c^2)^{1/2}$, $\gamma_0 = \gamma(p_0)$, $\delta W_0 = \delta W(p_0)$. Знание функции распределения осциллирующих электронов позволяет рассчитать энерговклад пучка в тонкой фольге при его инжекции в пробкотрон.

$$Q = \frac{Q_0}{\gamma_0 - 1} \int_1^{\gamma_0} \exp \left[- \frac{mc^2}{4\delta W_0 R_3} \frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2 - 1} \left(\frac{\gamma_0^2 + 1}{\gamma_0} - \frac{\gamma^2 + 1}{\gamma} \right) \right] d\gamma, \quad (4)$$

где Q_0 — энергозапас пучка.

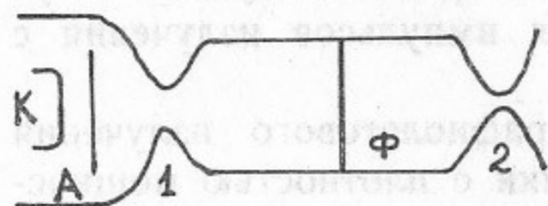


Рис. 1. К — катод, А — анодная фольга, Ф — фольга.

Зная энерговклад пучка в фольге, можно определить удельную энергию, приходящуюся на атом фольги. Выигрыш по удельному энерговкладу для фольги, помещенной в пробкотрон, по сравнению с фольгой той же толщины, расположенной в максимуме напряженности магнитного поля, составляет

$$K = \frac{2}{3} \frac{Q}{Q_0} \frac{eU}{\delta W_0} \begin{cases} \frac{1}{R_3} & R_3 > R_2, \\ \frac{1}{R_2} & R_3 < R_2. \end{cases} \quad (5)$$

Зависимость энерговклада пучка в фольге и коэффициента K от толщины и материала фольги показана на рис. 2. Видно, что энерговклад в золотую фольгу толщиной 5—40 мкм составляет 50—90%. Для титановой фольги ситуация менее благоприятная, для нее $Q/Q_0 \approx 20 \div 70\%$. При этом величина удельного энерговклада для фольги, помещенной в пробкотрон, в 1,5-2 раза выше, чем для фольги той же толщины, расположенной в пробке. Зависимость Q/Q_0 и K от материала фольги и от релятивистского фактора γ_0 показана, соответственно, на рис. 3 и 4. С ростом γ_0 энерговклад пучка в фольгу падает в связи с уменьшением потерь энергии δW . Энерговклад в фольгу существенным образом зависит от пробочного отношения R_3 (рис. 5). При фиксированных параметрах фольги и заданных значениях Q_0 и γ_0 энерговклад пучка в фольгу растет с ростом R_3 . Максимально допустимые значения R_3 определяются техническими возможностями создания поля с напряженностью 100—300 кГс в пробке 2. Другое ограничение на параметры магнитной системы связано с влиянием объемного заряда облака осциллирующих электронов на работу диода [5—7]. Часть электронов вылетает из пробкотрона в диод, захватывается и осциллирует между катодом и пробкой 1. Ток захваченных электронов равен

$$I = I_b \frac{R_1 \overline{\theta_1^2}}{R_2} \frac{mc^2}{4\delta W_0} \frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2 - 1} \times \int_1^{\gamma_0} \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2} \exp \left[-\frac{mc^2}{4\delta W_0 R_3} \frac{\gamma_0^2}{\gamma_0^2 - 1} \left(\frac{\gamma_0^2 + 1}{\gamma_0^2} - \frac{\gamma^2 + 1}{\gamma} \right) \right] d\gamma, \quad (6)$$

где I_b — ток пучка, $\overline{\theta_1^2}$ — средний квадрат угла рассеяния в анодной фольге. Появление осциллирующих электронов в диоде приводит к

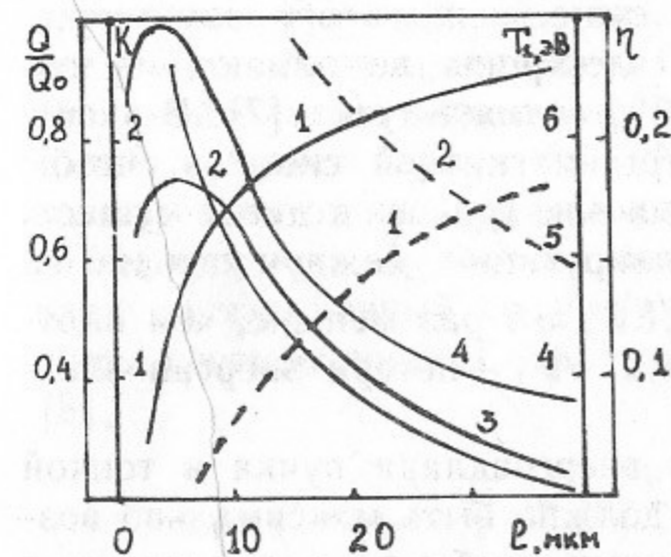


Рис. 2. Зависимость энерговклада пучка (1), коэффициента K (2), температуры (3) и эффективности генерации излучения (4) от толщины и материала фольги. $R_1=20$, $R_2=5$, $R_3=10$; $\gamma_0=2,6$; $Q_0=100$ кДж; $\tau=4$ мкс; сплошная линия: $Z=79$, штриховая: $Z=22$.

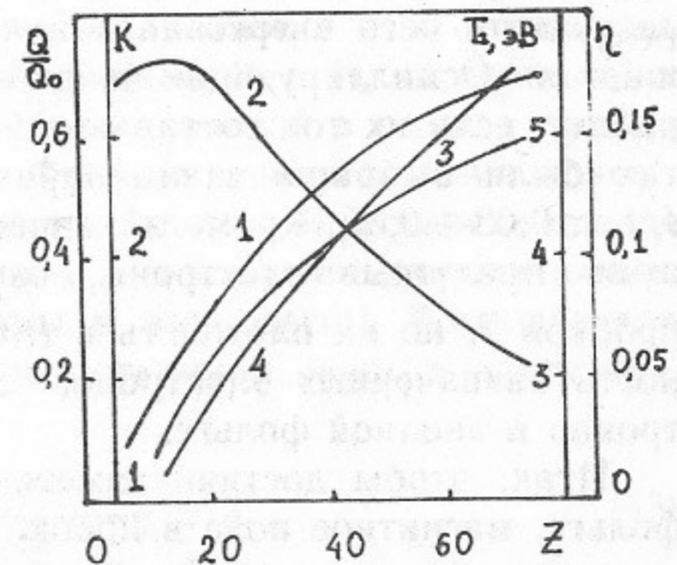


Рис. 3. Зависимость энерговклада пучка (1), коэффициента K (2), температуры (3) и эффективности генерации излучения от материала фольги, $l_0=10$ мкм.

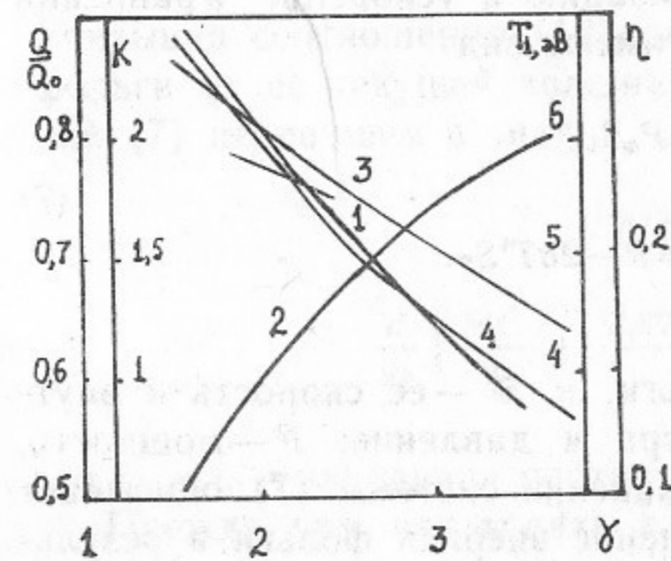


Рис. 4. Зависимость Q/Q_0 (1), K (2), T_1 (3) и η (4) от релятивистского фактора γ . $Z=79$, $l_0=10$ мкм, $Q_0=100$ кДж, $R_1=20$, $R_2=5$, $R_3=10$.

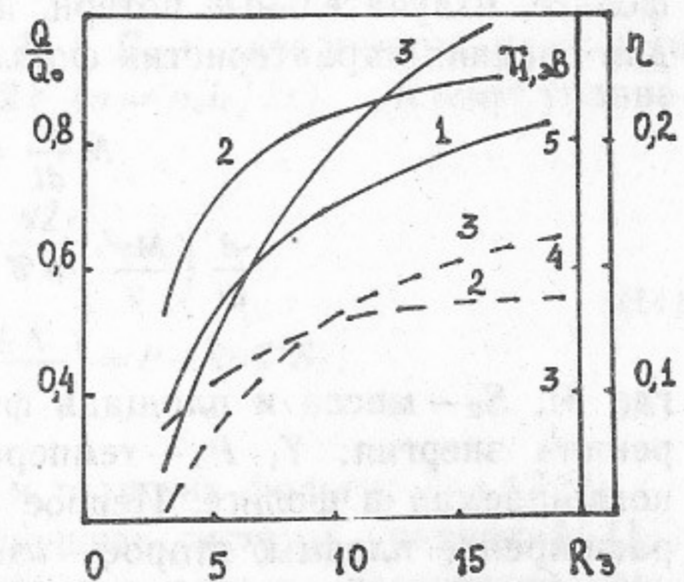


Рис. 5. Зависимость Q/Q_0 (1), T_1 (2), η (3) от параметров магнитной системы. $Z=79$, $l_0=10$ мкм, $\gamma_0=2,6$; сплошная линия: $R_2=5$, штриховая: $R_2=10$.

«коллапсу импеданса» [5—6] и закорачиванию диода [7], в результате чего энергозапас пучка существенным образом уменьшается. Осциллирующие в диоде электроны не влияют на его работу, если их ток составляет 1—3% от тока пучка [7]. В расчетах были выбраны такие параметры магнитной системы, чтобы $I/I_b < 0,03 \div 0,05$. Кроме захваченных электронов, в диоде существуют пролетные электроны, осциллирующие между катодом и пробкой 2, но их плотность в $R_1 \theta_1^2 / \delta W_1 \approx 5$ раз меньше, чем плотность захваченных электронов. Здесь δW_1 — потери энергии электронов в анодной фольге.

Итак, чтобы достичь заметного энерговклада пучка в тонкой фольге, магнитное поле в пробке 2 должно быть максимально возможным, а параметры R_1, R_2, R_3 такими, чтобы диод не перешел в режим «коллапса импеданса».

ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ПУЧКА С ФОЛЬГОЙ

Для генерации излучения с $\lambda \approx 50 \div 100$ нм необходимо создать плотную плазму с температурой 5—7 эВ. Динамика нагрева фольги Φ , являющейся источником плазмы, может быть описана на основе приближенных уравнений, учитывающих энерговыделение в фольге, излучательные потери, ионизацию и ускорение. Уравнения для средних характеристик фольги имеют вид

$$\begin{aligned} M \frac{dv}{dt} &= 2P_\alpha S_2, \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{Mv^2}{2} + \mathcal{E} \right) &= P - 2\sigma T^4 S_2. \end{aligned} \quad (7)$$

где M, S_2 — масса и площадь фольги; v, \mathcal{E} — ее скорость и внутренняя энергия; T, P_α — температура и давление; P — мощность, поглощаемая в фольге. Первое уравнение системы (7) описывает расширение плазмы, второе — изменение энергии фольги в результате баланса подводимой мощности и излучательных потерь.

Внутренняя энергия и давление в фольге равны

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \frac{3}{2} (N_e + N) T + \sum_{k=1}^Z N_k \sum_{i=1}^k I_i, \\ P_\alpha &= (n_e + n) T, \end{aligned} \quad (8)$$

где N_e, N — число электронов и атомов в фольге; n_e, n — плотность электронов и атомов; N_k — число ионов кратности k ; I_i — потенциал ионизации ионов кратности i . Связь между \mathcal{E} и P_α частично ионизованной плазмы оказывается наиболее простой в рамках приближения среднего заряда иона [8]. Функция распределения ионов в зависимости от их заряда имеет острый пик в окрестности среднего заряда иона \bar{Z} , поэтому величина \bar{Z} достаточно хорошо описывает ионизационный состав плазмы в равновесии. Воспользовавшись соотношением Саха, найдем потенциал иона с зарядом \bar{Z} [8],

$$\frac{I_{\bar{Z}}}{T} = \ln \frac{6 \cdot 10^{21} T^{3/2} (\text{эВ})}{n_e (\text{см}^{-3})} \approx \Lambda. \quad (9)$$

Функция Λ в интересующем диапазоне плотностей и температур меняется незначительно и равна $\Lambda \approx 4 \div 6$. В формуле (8) для потенциала ионизации I_i тяжелых элементов с $Z \approx 50 \div 100$ можно использовать аппроксимацию $I_i = i I_0$. Заменяя в (8) суммирование на интегрирование, получаем следующие выражения для \mathcal{E} и P_α :

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= \bar{Z} N T \left(\frac{3}{2} + \frac{\Lambda}{2} \right), \\ P_\alpha &= \bar{Z} n T. \end{aligned} \quad (10)$$

Учитывая соотношения (10) для \mathcal{E} и P_α и зависимость плотности фольги от ее текущей толщины $2x$ ($n = n_0 l_0 / 2x$), систему уравнений (7) перепишем в виде

$$\begin{aligned} M \ddot{x} &= \frac{N \bar{Z} T}{x}, \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{M \dot{x}^2}{2} + \frac{\bar{Z} N T (3 + \Lambda)}{2} \right) &= P - 2\sigma T^4 S_2, \end{aligned} \quad (11)$$

где n_0 и l_0 — начальная плотность и толщина фольги; $\bar{Z} = \Lambda T / I_0$.

Прежде чем переходить к решению системы уравнений (11) заметим, что плазма по мере нагрева и разлета постепенно просветляется для излучения. Излучение плотной плазмы с температурой T перестает быть равновесным, когда длина пробега квантов сравнивается с толщиной мишени [8]

$$l \approx \frac{1,5 \cdot 10^{37} T^{7/2} (\text{эВ})}{\bar{Z}^2 n^2 (\text{см}^{-3})} \approx 2x. \quad (12)$$

Как следует из соотношения (12), плазма становится оптически прозрачной через время τ_1 ,

$$\tau_1 \approx \frac{\bar{Z}^2 n_0^2 l_0^2}{3 \cdot 10^{37} T^{7/2} v}, \quad (13)$$

где v — ее скорость разлета. Для золотой фольги толщиной 10 мкм, нагретой до температуры $T \approx 5 \div 7$ эВ, $\tau_1 = 20$ мкс. Таким образом, для электронных пучков длительностью несколько микросекунд излучение плазмы близко к излучению черного тела.

Эффективность генерации ультрафиолетового излучения существенным образом зависит от параметра $g = (Q/N I_0 \Lambda (6 + \Lambda)) (8\sigma I_0^4 S_2 \tau / Q)^{1/2}$, где τ — длительность импульса инжекции. Для электронных пучков с $g \ll 1$ температура мишени во время импульса инжекции растет по закону

$$T^2 = \frac{2Q I_0}{\Lambda(6 + \Lambda)N} \frac{t}{\tau} - \frac{2}{3} \frac{Q I_0}{\Lambda(4,1 + \Lambda)N} g^2 \left(\frac{t}{\tau}\right)^2. \quad (14)$$

К концу импульса инжекции пучка основная доля его энергии заключена в энергии ионизации \mathcal{E} и в кинетической энергии фольги \mathcal{E}_k :

$$\mathcal{E} = \frac{3 + \Lambda}{6 + \Lambda} Q - \frac{Q}{3} \frac{3 + \Lambda}{4,1 + \Lambda} g^2, \quad (15)$$

$$\mathcal{E}_k = \frac{3}{6 + \Lambda} Q - \frac{7}{19} \frac{Q g^2}{4,1 + \Lambda}.$$

Энергия, перешедшая в излучение за время τ , составляет

$$W = \frac{Q}{3} g^2. \quad (16)$$

В обратном предельном случае, когда $g \gg 1$, что соответствует случаю тонких фольг, температура мишени быстро растет в течение времени τ/g , а дальше остается фактически неизменной и равной $T = (P/2\sigma S_2)^{1/4}$. Кинетическая энергия мишени и энергия ионизации при $t = \tau$ составляют:

$$\mathcal{E} = \frac{Q}{g} \frac{3 + \Lambda}{6 + \Lambda}, \quad (17)$$

$$\mathcal{E}_k = \frac{2}{6 + \Lambda} \frac{Q}{g} \ln g.$$

Основная доля энергии, поглощенной в фольге, в этом случае перекачивается в энергию ультрафиолетового излучения:

$$W = Q \left(1 - \frac{3 + \Lambda}{6 + \Lambda} g^{-1} - \frac{2}{6 + \Lambda} \frac{\ln g}{g} \right). \quad (18)$$

Температура фольги и эффективность генерации излучения при $g \approx 1$ могут быть найдены путем численного решения системы уравнений (11). Результаты численных расчетов могут быть аппроксимированы приближенной зависимостью

$$T = \left(\frac{P}{2\sigma S_2} \right)^{1/4} \text{th}^{1/2} \left(g \frac{t}{\tau} \right). \quad (19)$$

Приближенное решение T совпадает с асимптотиками решения системы (11) при $g \ll 1$ и $g \gg 1$ и с точностью до 7% описывает зависимость температуры от времени, полученную на основе численного решения системы уравнений (11), при $g \approx 1$. После окончания импульса инжекции пучка температура фольги и параметры ультрафиолетового излучения могут быть найдены из решения системы уравнений (11) при $P = 0$.

Доля энергии, перешедшая в излучение после окончания импульса ускоряющего напряжения, при $g \ll 1$ сравнима с энергией излучения за время инжекции пучка. В этом случае энергия пучка в течение времени $t \leq \tau$ перекачивается в основном в энергию ионизации, а затем, после окончания импульса инжекции, последняя переходит в кинетическую энергию мишени и трансформируется в излучение. В предельных случаях $g \gg 1$ и $g \ll 1$ параметры излучения при $t > \tau$ могут быть найдены аналитически. Доля энергии W_1 , перешедшая в излучение в течение времени τ после окончания импульса инжекции, составляет

$$W_1 = \begin{cases} \frac{7}{8} Q g^2, & g \ll 1 \\ \frac{\Lambda + 3}{\Lambda + 6} \frac{Q}{g}, & g \gg 1. \end{cases} \quad (20)$$

Эффективность генерации излучения при $2\tau > t > \tau$ и $g \approx 1$ находится путем численного решения системы (11).

Заметим, что эффективность генерации излучения заметно падает спустя время τ после окончания ускоряющего импульса, но при $g \approx 1$ оно вносит еще определенный вклад в динамику разлета

фольги и скорость ее остывания. Доля энергии, перешедшая в излучение при $t \geq 2\tau$ и $g \leq 1$, может составлять несколько процентов. Но поскольку характерное время, когда плазма становится оптически прозрачной для излучения, в несколько раз превосходит длительность пучка, генерация излучения с поверхности фольги в работе рассмотрена в течение времени 2τ . При больших временах предполагается, что эффекты просветления будут уже существенны. В результате, эффективность генерации излучения при $t \leq 2\tau$ в двух предельных случаях больших и малых g равна

$$\eta = \frac{W + W_1}{Q} = \begin{cases} 1,2 \frac{Q}{Q_0} g^2, & g \ll 1 \\ \frac{Q}{Q_0} \left(1 - \frac{2}{6+\Lambda} \frac{\ln g}{g} \right), & g \gg 1. \end{cases} \quad (21)$$

Эффективность трансформации энергии пучка, поглощенной в фольге, в излучение заметно выше для тонких фольг, но при этом само значение энерговклада быстро падает при уменьшении ее толщины. Оптимальными для генерации излучения являются фольги, для которых $g \approx 1$ и $Q/Q_0 \approx 1$. Спектр излучения плазмы является Планковским, максимум излучения приходится на $\lambda_1 = hc/2,8T_1$ [8], где $T_1 = T|_{t=\tau}$.

Зависимости T_1 и η от толщины фольги приведены на рис. 2.

Результаты расчетов приведены для следующих параметров пучка: энергия электронов 0,8 МэВ ($\gamma_0 = 2,6$), диаметр пучка в диоде 20 см, энергозапас пучка $Q_0 = 100$ кДж.

Как видно из рис. 2, существует оптимальная толщина фольги, для которой температура и энергия излучения максимальны. При малой толщине фольги η и T_1 падают вследствие уменьшения энерговклада пучка в фольгу, при большой — за счет роста энергии, теряемой пучком на нагрев и ионизацию фольги.

Влияние материала фольги на генерацию излучения иллюстрируется рис. 3. Эффективность генерации излучения заметно снижается при переходе к фольгам с $Z = 20 - 30$. Зависимость η и T_1 от релятивистского фактора γ_0 приведена на рис. 4. Эффективность генерации излучения и температура падают при возрастании γ_0 , что определяется снижением энерговклада в фольгу. Температура фольги и эффективность генерации излучения в зависимости от параметров магнитной системы показаны на рис. 5. На следующем

рисунке показаны зависимости η , λ_1 и T_1 от мощности пучка, соответственно, при фиксированной длительности импульса инжекции (кривые 1, 2) и при постоянном энергозапасе. При постоянной длительности импульса температура плазмы и эффективность генерации излучения заметным образом подрастают при увеличении мощности от 20 до 100 ГВт (рис. 6, кривые 1, 2). Увеличение мощности пучка при постоянном энергозапасе приводит к росту температуры и снижению эффективности генерации излучения (рис. 6, кривые 3—6).

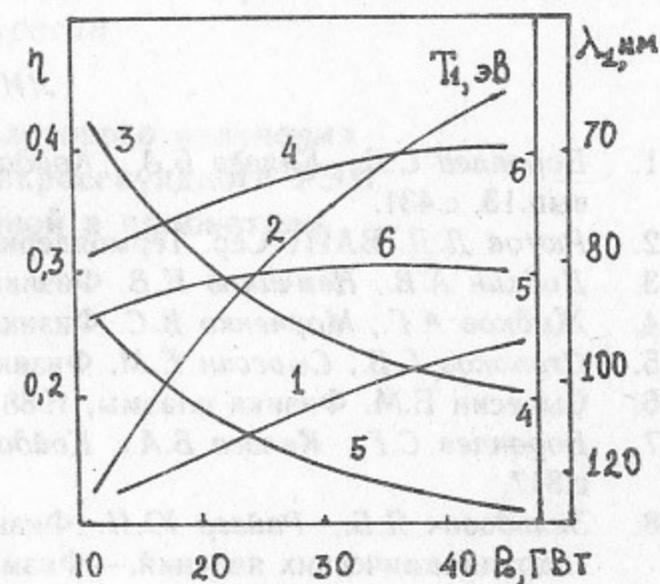


Рис. 6. Зависимость эффективности генерации излучения η , температуры T_1 и длины волны излучения λ_1 от мощности пучка. $l_0 = 10$ мкм, $Z = 79$, $\gamma_0 = 3$; кривые 1, 2: $Q_0 = P_0\tau$, $\tau = 4$ мкс; 1 — η , 2 — T_1 ; кривые 3, 4: $Q_0 = 150$ кДж, 3 — η , 4 — T_1 ; кривые 5, 6: $Q_0 = 100$ кДж, 5 — η , 6 — T_1 .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как видно из приведенных на рис. 2—6 результатов расчетов, на основе ускорителей электронных пучков с энергозапасом 100—150 кДж и мощностью 50 ГВт может быть создан источник излучения с $\lambda \approx 50 \div 100$ нм, энергозапасом 25—30 кДж и мощностью излучения несколько ГВт.

Схема с осциллирующими в пробкотроне электронами может быть использована для генерации мощных импульсов рентгеновского излучения. Как показывают оценки, эффективность трансформации энергии пучка в рентгеновское излучение составляет около 5%. Определенный интерес эта схема представляет для генерации мягкого рентгеновского излучения с энергией 10—50 кэВ. При инжекции электронного пучка на толстую мишень эффективность выхода мягкого рентгеновского излучения с энергией до 50 кэВ мала. При взаимодействии пучка с тонкой фольгой (5—10 мкм),

помещенной в пробкотрон, мягкое рентгеновское излучение с энергией уже в 10 кэВ свободно выходит из нее, не поглощаясь. Доля энергии в интервале 10—50 кэВ составляет 10% от полной энергии рентгеновского излучения. В результате реализации схемы с осциллирующими электронами около 1 кДж энергии пучка может быть заключено в мягком рентгеновском излучении с энергией 10—50 кэВ.

Автор благодарен С.В. Лебедеву за многочисленные полезные обсуждения и ряд предложений по использованию осциллирующих электронов для генерации мощных импульсов излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. Письма в ЖТФ, 1987, т.13, вып.13, с.431.
2. Рютов Д.Д. ВАНТ Сер. Термоядерный синтез, 1978, вып.1—2, с.96.
3. Добкин А.В., Немчинов И.В. Физика плазмы, 1982, т.8, с.96.
4. Жидков А.Г., Марченко В.С. Физика плазмы, 1984, т.10, с.96.
5. Ступаков Г.В., Сыресин Е.М. Физика плазмы, 1986, т.12, с.81.
6. Сыресин Е.М. Физика плазмы, 1988, т.14, с.554.
7. Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др. Физика плазмы, 1988, т.14, с.817.
8. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.—Физматгиз, 1966.

Е.М. Сыресин

**Генерация ультрафиолетового излучения
при взаимодействии микросекундного РЭП
с фольгой, помещенной в пробкотрон**

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 31 октября 1988 г.
Подписано в печать 15.11. 1988 г. МН 08586
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1,5 печ.л., 1,2 уч.-изд.л.
Тираж 200 экз. Бесплатно. Заказ № 149

*Набрано в автоматизированной системе на базе фото-
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и
отпечатано на ротапинтере Института ядерной физики
СО АН СССР,
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.*