

04;09;10;12

©1993 г.

ДИАГНОСТИКА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЛАЗМЕННОМ ФАКЕЛЕ СВЧ РАЗРЯДА НА ДИЭЛЕКТРИКАХ

А.А.Раваев, Ю.А.Разумов, М.И.Лоза, М.И.Демский

Предложен новый метод диагностики быстрых плазменных электронов с помощью термолюминесцентных детекторов (ТЛД) ионизирующих излучений на основе кристального лития и других фосфоров. Метод применен для измерения интегральных потоков быстрых электронов, генерируемых в области плазменного резонанса в поверхностном факеле импульсного СВЧ разряда на диэлектриках в вакууме. Рассмотрены некоторые особенности нагрева, зарядки детекторов и рассеяния электронов на таблетках ТЛД при их облучении (калибровке) слаботочным импульсным пучком электронов с энергией 3–20 кэВ в диапазоне плотностей интегральных потоков $10^{-7} - 10^{-3}$ Дж/см².

Введение

Вопросы взаимодействия интенсивных электромагнитных волн с плазменным факелом СВЧ разряда на поверхности твердотельных мишеней в вакууме представляют фундаментальный и прикладной интерес [1–3]. Новый толчок этим исследованиям дали эксперименты со сверхмощными СВЧ генераторами на основе релятивистских электронных пучков (РЭП) [4–7]. Специфика работы таких генераторов — малая длительность моноимпульсного излучения, большой уровень электромагнитных наводок и интенсивный фон тормозного γ -излучения затрудняют применение в исследованиях традиционных методик диагностики плазмы [8].

Одним из процессов, характеризующих взаимодействие мощного СВЧ излучения с плазменным факелом, является генерация ускоренных в области плазменного резонанса надтепловых электронов. Для измерения интегральных за импульс энергий потоков на мишень быстрых электронов была предложена новая методика [9]. В качестве элементов, регистрирующих электронный поток, использованы термолюминесцентные детекторы, применяемые для диагностики высокоэнергетических ионизирующих излучений [10–14]. Как оказалось, ТЛД весьма чувствительны к облучению электронами с энергией 1–50 кэВ. При этом засветкой их тормозным излучением (ТИ) РЭП генератора ввиду малости его интегральной дозы при достаточном удалении от ускорителя можно пренебречь. Первые же эксперименты подтвердили эффективность метода [9,15].

Схема эксперимента аналогична [4-7]. Излучение СВЧ генератора (карсивотрона) с длительностью импульса $\tau_p = 40 - 70$ нс и длиной волны $\lambda = 3$ см, трансформированное в плоскую ТЕМ-волну, по квазиоптическому зеркальному тракту передавалось в оконечную секцию безэховой вакуумной камеры на расстояние около 30 м от места высадки РЭП ускорителя. Давление остаточных газов в экспериментальной камере диаметром 3 м не превышало $5 \cdot 10^{-6}$ Тор.

С помощью параболического зеркала излучение фокусировалось на мишени. Интенсивность СВЧ излучения в максимуме фокального пятна составляла $J_0 = 1 - 3 \cdot 10^5$ и $2 - 3 \cdot 10^6$ Вт/см² в разных экспериментах. Амплитуда и форма импульсов падающего и прошедшего за мишень излучения регистрировались с помощью волноводных антенн, соединенных с полупроводниковыми детекторами на "горячих носителях" и на эффекте Поккельса. Эволюция и параметры плазмы у поверхности мишени исследовались в видимой и рентгеновской областях спектра, а также с помощью сканирующего лэнгмюровского зонда [4].

Мишень представляла собой диэлектрическую кассету из полиметилметакрилата размерами 20 × 20 см, в отверстиях которой с шагом 1 см в шахматном порядке располагались таблетки из LiF: Mg, Ti (ТЛД-400 диаметром 5 мм и толщиной 1 мм). Учитывая, что диэлектрические проницаемости материала кассеты и порошковой композиции ТЛД близки по величине, можно считать возмущение СВЧ поля на поверхности мишени минимальным. После облучения таблетки "проявлялись" по стандартной методике [10]; кривые термовысвечивания снимались с облученной стороны ТЛД.

При СВЧ облучении на поверхности мишени возникало полусферическое плазменное образование — плазменный факел. Достижение электронной концентрацией плазмы критической плотности ($n_e \simeq n_c \simeq 10^{12}$ см⁻³) определялось по отсечке прошедшего за мишень излучения. Момент отсечки сопровождался резким возрастанием потенциала плазмы (до 20 кВ при $J_0 = 2 \cdot 10^5$ Вт/см² и сопротивлении нагрузки зонда $R_L = 10^4$ Ом) и генерацией мягкого рентгеновского излучения (1-25 кэВ). Высокие значения потенциала наблюдались только в ограниченной области факела с характерным радиусом порядка λ . С удалением от пластины потенциал и плотность плазмы скачком падали. При $J_0 = 2 \cdot 10^6$ Вт/см² амплитуда сигнала на нагрузке зонда достигала 60 кВ.

По результатам обработки зондовых измерений (при различных значениях R_L) определялись эквивалентное внутреннее сопротивление плазменного факела r_{pf} , коэффициенты преобразования энергии импульса СВЧ излучения в энергию потока быстрых электронов η_e и в энергию униполярного электрического тока в нагрузке η_L . Так, при $J_0 = 2 \times 10^5$ Вт/см² $\eta_e \simeq 0.8\%$ и при оптимальном значении $R_{L0} = r_{pf} \simeq 100$ Ом $\eta_L \simeq 0.4\%$ [4], тогда как при $J_0 = 2 \cdot 10^6$ Вт/см² оптимальное значение $R_{L0} = r_{pf} \simeq 70-80$ Ом и $\eta_L = 3 - 4\%$ [5,7].

После десятикратной экспозиции кассеты с ТЛД в плазме СВЧ разряда и обработки таблетки показали значения, соответствующие дозам $D \leq 30$ рад. На рис. 1 приведена диаграмма изодозных распределений показаний LiF детекторов, находящихся в непосредственном контакте с

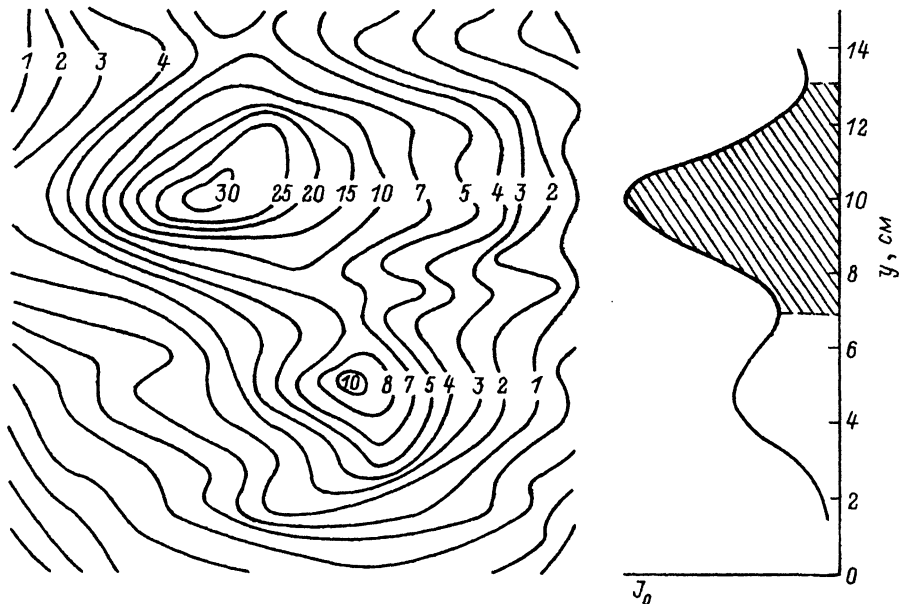


Рис. 1. Изодозная диаграмма показаний ТЛД после десятикратной экспозиции мишени при интенсивности СВЧ излучения в максимуме фокального пятна $J_0 = 1-3 \cdot 10^5$ Вт/см².

плазмой в первой серии экспериментов [15] — при интенсивности СВЧ излучения $J_0 = 1-3 \cdot 10^5$ Вт/см². Справа показана зависимость интенсивности излучения в фокальной плоскости от поперечной координаты (в направлении вектора электрического поля). Видно, что максимумы распределения $J(y)$ соответствуют таковым на изодозной диаграмме, что говорит о хорошей избирательности предлагаемого метода диагностики.

После тщательной юстировки квазиоптического тракта установки величина J_0 с типичным гауссовым распределением по координатам в фокусе составила $2-3 \cdot 10^6$ Вт/см². На рис. 2 показано соответствующее распределение $D(y)$ при восьмикратной экспозиции ТЛД.

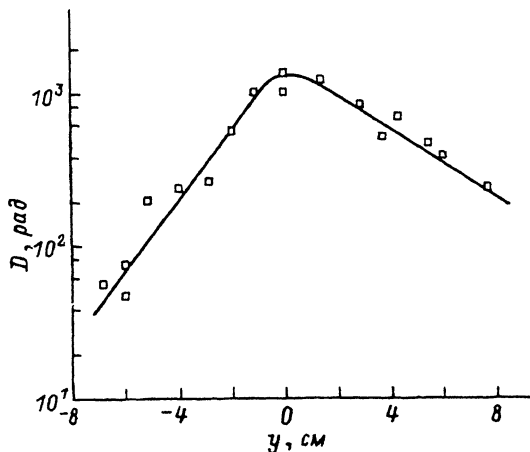


Рис. 2. Зависимость показаний ТЛД от вертикальной координаты при восьмикратной экспозиции и $J_0 = 2-3 \times 10^6$ Вт/см² в LiF:Mg, Ti.

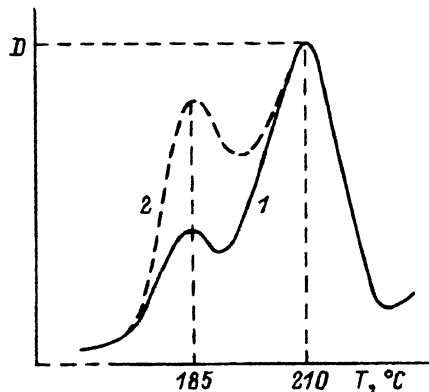


Рис. 3. Типичные кривые термолюминесценции материала на основе фтористого лития (LiF:Mg, Ti) при облучении.

1 — γ -квантами и электронным пучком,
2 — в плазме СВЧ разряда.

Часть контрольных таблеток ТЛД в кассете, закрытая тонкой полиэтиленовой пленкой толщиной 20 мкм, после экспозиции показала дозы менее 0.3 рад, т.е. суммарный вклад в показания ТЛД мягкого рентгеновского, ультрафиолетового и оптического излучений плазменного факела много меньше вклада заряженных частиц плазмы. Температура же нейтралов близка к комнатной, и их влияние можно также не учитывать.

Другая часть контрольных ТЛД располагалась вне фокальной зоны на стенках камеры. Обработка их показала, что и засветка детекторов тормозным излучением РЭП карсинотрона в этих условиях пренебрежимо мала. Отметим, что спектральные исследования рентгеновского излучения плазмы методом фильтров потребовали экранировки фотоэлектронного умножителя со сцинтиллятором свинцовым кожухом толщиной свыше 25 см либо специальных ухищрений по подавлению жесткой компоненты ТИ РЭП [8]. Это связано с малостью интегральной за импульс РЭП экспозиционной дозы ТИ в экспериментальной секции установки (около 100 мкР) и одновременно достаточно большой величиной мощности дозы — 200 Р/с при энергии γ -квантов до 2 МэВ.

Цифры на диаграмме рис. 1 и кривой рис. 2 следует рассматривать как относительные. Приведенные значения в единицах поглощенной дозы сняты по “измерительному пику” кривой термофлуоресценции (рис. 3) при температуре 210° С [13,14] на приборе, откалиброванном для измерения поглощенных доз γ -излучения. Единственно надежным путем привязки полученной информации к энергии потока на мишень плазменных электронов является калибровка ТЛД электронными пучками с заданными параметрами. Предварительно оценим требуемый для калибровки диапазон энергий зафиксированных в эксперименте электронов.

Элементы теории генерации быстрых электронов

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют, что механизм генерации быстрых электронов в плазменном факеле СВЧ разряда обусловлен возбуждением в области плазменного резонанса (вблизи скачка потенциала плазмы) сильных ленгмюровских волн и ускорением в их поле электронов [4]. Детально физика и теоретические предпосылки явления рассмотрены в работах [1-4,16].

Амплитуда ленгмюровской волны E_l и ее локальный масштаб l в области резонанса определяются соотношениями

$$E_l = \frac{E_0}{s} (2\pi kL)^{-1/2}, \quad l = sL,$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $E_0 = (2\zeta J_0)^{1/2}$ — амплитуда СВЧ волны, $\zeta = 120\pi$ Ом — волновое сопротивление свободного пространства.

Параметр $L = [(1/n_e)(dn_e/dr)]^{-1}$ — характерный размер неоднородности плазмы вблизи $n_e \simeq n_c$; по данным эксперимента $L = 1 - 2$ см. Параметр s определяется наиболее вероятным механизмом диссипации ленгмюровских волн, в нашем случае нелинейным опрокидыванием плазменных колебаний [4,16]: $s = (eE_0/m\omega^2 L)^{1/2} \simeq (5 - 7) \cdot 10^{-2}$ при $J_0 = 2 \cdot 10^5$ Вт/см². Здесь e и m — заряд и масса электрона.

Отсюда средняя и максимальная энергии электронов, ускоренных в области плазменного резонанса, равны

$$\langle \mathcal{E}_e \rangle = eE_l l = \frac{eE_0}{2\pi} \sqrt{\lambda L}, \quad \mathcal{E}_{em} = eE_0 \sqrt{\lambda L}. \quad (1)$$

При $J_0 \simeq 2 \cdot 10^5$ Вт/см² получаем $\langle \mathcal{E}_e \rangle = 3 - 4$ кэВ и $\mathcal{E}_{em} \simeq 20$ кэВ, а при $2 \cdot 10^6$ Вт/см² $\langle \mathcal{E}_e \rangle = 10 - 11$ кэВ и $\mathcal{E}_{em} = 60 - 70$ кэВ, что близко к экспериментальным значениям. Указанным диапазоном энергий быстрых электронов, бомбардирующих поверхность мишени, и определяется интервал \mathcal{E}_e , в котором необходимо осуществить калибровку детекторов.

Проблемы калибровки ТЛД. Тепловые оценки

Проблемы, возникшие при калибровке ТЛД, заслуживают отдельного рассмотрения. Одной из них явился выбор оптимальных режимов облучения дозиметрических таблеток: плотности тока j_e , длительности τ_e и частоты посылок импульсов электронного пучка f с энергией \mathcal{E}_e .

Первые эксперименты по облучению ТЛД импульсным электронным пучком с $\tau_e \geq 10^{-5}$ с при $j_e \geq 10^{-4}$ А/см² привели к нелинейной зависимости показаний детекторов (амплитуды измерительного пика D на кривой термовысвечивания) (рис. 3) от интегральной за серию импульсов поверхностной плотности энергии пучка на таблетке w_e : с ростом последней величина регистрируемой светосуммы достаточно быстро выходила в насыщение. В то же время динамический диапазон LiF дозиметров перекрывает пять порядков — от 10^{-4} до 10 ГР [10].

Возможны две основные причины нелинейности зависимости $D(w_e)$: зарядка поверхности таблетки во время облучения электронами и импульсный нагрев тонкого поверхностного слоя ТЛД толщиной, равной средней глубине пробега электронов δ_e . Последнее обстоятельство может привести к частичному либо полному высвечиванию ТЛД как в процессе их калибровки, так и во время экспозиции в плазме.

Глубина пробега электронов (в см) с энергией \mathcal{E}_e (кэВ) для широкого класса диэлектриков, включая LiF , с плотностью ρ (г/см³) приблизительно равна [17]

$$\delta_e \simeq 1.15 \cdot 10^{-5} \frac{\mathcal{E}_e^{1.35}}{\rho}. \quad (2)$$

Плотность прессованной таблетки из фтористого лития $\rho \approx 2.2 \text{ г/см}^3$, и, например, для $\mathcal{E}_e = 10 \text{ кэВ}$ получаем $\delta_e \approx 1 \cdot 10^{-4} \text{ см}$.

Оценим время, за которое тепло от импульсного поверхностного источника успевает распространиться на расстояние порядка δ_e : $\tau_T = \delta_e^2 / \chi \approx 10^{-6} \text{ с}$, где $\chi \approx 10^{-2} \text{ см}^2/\text{с}$ — коэффициент температуропроводности [18]. При $\tau_p, \tau_e \leq \tau_T$ приращение температуры поверхностного слоя ТЛД за время действия одиночного импульса

$$\Delta T \approx \frac{\Delta Q}{c} \approx \frac{\mathcal{E}_e j_e \tau_{p,e}}{e \rho \delta_e c}.$$

Здесь ΔQ — объемная плотность энергии, выделяющаяся в слое ТЛД толщиной δ_e . Долей энергии, уносимой вторичными электронами, трансформированной в рентгеновское излучение, и ионизационными потерями в материале в данном случае можно пренебречь [17].

При плотности тока электронного пучка $j_e = 10^{-4} \text{ А/см}^2$, $\tau_e = 10^{-6} \text{ с}$ и теплоемкости $c \approx 10^3 \text{ Дж/кг} \cdot \text{град}$ $\Delta T \approx 10^{-2} \text{ }^\circ\text{С}$. Следовательно, при частоте посылок импульсов $f \ll \tau_T^{-1} \approx 10^6 \text{ Гц}$ и указанных параметрах электронного пучка нагрева ТЛД при калибровке можно не опасаться.

Более жесткие температурные условия облучения ТЛД непосредственно в плазменном факеле СВЧ разряда: плотность потока на мишень быстрых электронов существенно выше. Грубо оценить его величину можно по формуле $j_{ef} \approx \langle \mathcal{E}_e \rangle (e r_{pf} s)^{-1}$, где s — площадь фокального пятна. Подставляя значения $\langle \mathcal{E}_e \rangle \approx 3 \text{ кэВ}$ из (1) и соответствующие этому случаю $r_{pf} \approx 100 \text{ Ом}$, $s \approx 100 \text{ см}^2$, получаем $j_{ef} \approx 0.3 \text{ А/см}^2$, а поверхностная плотность энергии за один импульс длительностью $\tau_p = 40 \text{ нс}$ составит $w_{e1} \approx (\langle \mathcal{E}_e \rangle / e) j_{ef} \tau_p \approx 4 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^2$. Из соотношения (2) $\delta_e \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, в итоге $\Delta T = w_{e1} / (\rho \delta_e c) \approx 1^\circ \text{ С}$.

Этот же результат можно получить иначе. Как отмечалось выше, эффективность преобразования энергии СВЧ излучения в энергию потока быстрых электронов в случае $J_0 \approx 2 \cdot 10^5 \text{ Вт/см}^2$ не превышала 1%, откуда $w_{e1} \leq J_0 \tau_p \eta_e \approx 8 \cdot 10^{-5} \text{ Дж/см}^2$ и соответственно $\Delta T \leq 2^\circ \text{ С}$.

Воздействие тепловых электронов плазмы на мишень в рассматриваемых процессах, очевидно, можно не учитывать, так как их энергия существенно меньше величины $\langle \mathcal{E} \rangle_e$, т.е. недостаточна для преодоления потенциального барьера дебаевского слоя на мишени.

Определенный вклад в разогрев поверхностного слоя ТЛД, видимо, может дать ионная компонента плазмы. Данные по энергетике ионов [3] в условиях нашего эксперимента отсутствуют. Отметим лишь, что плотность тока ионов на мишень $j_{if} \approx j_{ef} (m/m_i)^{1/2} \ll j_{ef}$, хотя и глубина пробега $\delta_i \ll \delta_e$ при $\mathcal{E}_i = \mathcal{E}_e$. Однако с учетом более быстрого расплывания температурного поля из слоя толщиной δ_i можно предположить, что $\Delta T_i < \Delta T_e$. В любом случае нагрев ТЛД и в плазменном факеле в наших условиях незначителен.

Зарядка ТЛД импульсным электронным пучком

В большей степени на характере зависимости $D(w_e)$ при калибровке ТЛД сказывается динамика зарядки их поверхности электронным пучком. Исследованиям процессов зарядки диэлектриков под воздействием

ионизирующих излучений посвящено множество работ [19]. В известных работах в качестве диэлектриков, облучаемых электронами, рассматриваются структурно однородные материалы: полимеры, стекла, кристаллические диэлектрики и др. Тем не менее общие выводы и численные оценки, видимо, справедливы и для гетерогенных порошковых композиций, к числу которых относятся ТЛД на основе фтористого лития и других фосфоров.

В квазистационарном режиме через некоторое время после начала облучения диэлектрика электронным пучком накопление объемного заряда компенсируется стоком носителей заряда по двум направлениям: через фронтальную поверхность диэлектрика в вакуум посредством вторичной электронной эмиссии и через необлучаемую область материала к заземленному металлическому основанию [19,20]. Необходимость в проводящей подложке обоснована ниже. Здесь же отметим, что при наличии зарядки параметры пучка на поверхности мишени изменяются во времени, что при калибровке ТЛД недопустимо.

Коэффициент вторичной электронной эмиссии — величина постоянная опять же в отсутствие зарядки мишени и, видимо, совпадает с этим коэффициентом при облучении ТЛД в плазме. Возможные же локальные разряды на поверхности диэлектрика, приводящие к частичному снятию заряда [20,21], — процесс вообще не контролируемый.

Рассмотрим одномерную модель облучения диэлектрической пластины толщиной h импульсным электронным пучком (с параметрами j_e и \mathcal{E}_e) при условии, что пробег электронов в диэлектрике $\delta_e \ll h = 1$ мм. Необходимое дополнительное условие: с тыльной стороны диэлектрик (таблетка) находится в контакте с заземленной металлической подложкой.

Последнее обстоятельство вызвано именно стремлением свести к минимуму возможную зарядку ТЛД при калибровке: электрическая емкость такой конструкции существенно выше, чем изолированной таблетки; соответственно возрастает и время зарядки ТЛД. В работе [22] показано, что плотность дозы электронного пучка на мишени из полиметилметакрилата (плексигласа) толщиной 1 мм, приводящая к зарядке мишени до ускоряющего напряжения $\mathcal{E}_e/c = 20$ кВ, повышается более чем на три порядка (с $7.7 \cdot 10^{-8}$ до $1.9 \cdot 10^{-5}$ Кл/см²) в случае заземленного диэлектрика по сравнению с изолированным. Эти данные — величина \mathcal{E}_e , толщина h и материал мишени характерны и для нашего эксперимента.

Кроме того, эксперименты по облучению кристаллов LiF моноэнергетичным электронным пучком с $j_e = 10^{-7}$ А/см² и $\mathcal{E}_e = 50$ кэВ показали, что помимо ограничения прямой инжекции электронов в изолированный кристалл наблюдается вырождение однородного изначального пучка в "трубку тока" [21]. Помещение диэлектрика на проводящее основание позволяет ликвидировать и это негативное явление.

Итак, в приближении $\delta_e \ll h$ запишем уравнение для плотности тока $j(t) \equiv j_e$ в цепи источник электронов-диэлектрик-подложка в виде

$$j(t) = \varepsilon \varepsilon_0 dE/dt + \sigma E, \quad j(0) = j_0, \quad (3)$$

где $E = u/h$ — напряженность поля в диэлектрике, σ и ε — проводимость и диэлектрическая проницаемость ТЛД, ε_0 — проницаемость вакуума.

В одномерной задаче (без учета рассеяния электронов), согласно закону сохранения полного тока, $j(t) \equiv j_0 = \text{const}$. Домножив (3) на пло-

щадь таблетки $S_t = \pi a^2$ ($2a = 5$ мм — ее диаметр), получим уравнение для полного тока в цепи

$$i_0 = C_t du/dt + u/R_t, \quad i_0 = j_0 S_t. \quad (4)$$

Строго говоря, в рамках двуслойной модели [23] с учетом поверхностного сопротивления утечки R_s общее сопротивление таблетки

$$R_t = \left[\left[\frac{\sigma_\epsilon}{S_t \sigma_r} + \frac{h - \sigma_\epsilon}{S_t \sigma_0} \right]^{-1} + \frac{1}{R_s} \right]^{-1},$$

где σ_r — радиационно-стимулированная проводимость облучаемого слоя диэлектрика толщиной σ_ϵ [17].

Проводимость σ_0 порошковой композиции ТЛД не совпадает с собственной проводимостью LiF, но так как $\sigma_r > \sigma_0$ и $\sigma_\epsilon \ll h$, то сопротивление $R_t \simeq (h/S_t \sigma_0) \parallel R_s$, а в уравнении (3) $\sigma \simeq \sigma_0$.

Емкость таблетки $C_t \simeq \epsilon \epsilon_0 S_t / h$. Объемная проникаемость ТЛД (как пористого диэлектрика [22]) $\epsilon \simeq 3$ с учетом краевых эффектов $C_t \simeq \simeq 10^{-12}$ Ф. Определить величину R_t весьма сложно, тем более, что σ_0 может зависеть от параметров пучка j_e , \mathcal{E}_e и τ_e . В то же время оценить R_t можно, зная максвелловское время релаксации заряда $\tau_M = R_t C_t$. Эксперименты по облучению ТЛД электронами при малых длительностях импульсов τ_e и разных частотах посылок f показали, что накопление заряда (изменение зависимостей $D(w_e)$) не происходит при $f \leq 10^3$ Гц, т.е. $\tau_M \geq 10^{-3}$ с, откуда $R_t \geq 10^9$ Ом. При $\tau_e \ll \tau_M$ уравнение (4) сводится к простому соотношению $i_0 = C_t du/dt$. А время зарядки ТЛД до напряжения $u \ll \mathcal{E}_e / e$ равняется $\tau_{ch} \simeq C_t u / i_0$ (при условии $j_e = \text{const}$).

При начальной энергии $\mathcal{E}_e = 10$ кэВ, постоянной плотности тока $j_e = 10^{-4}$ А/см² и, казалось бы, допустимой величине $u = 1$ кВ $\tau_{ch} \simeq 10^{-5}$ с. Т.е. в этом режиме калибровки ТЛД каких-либо отклонений в показаниях детекторов $D(w_e)$ быть не должно, что, как уже говорилось, противоречит экспериментальным данным. Очевидно, для объяснения наблюдаемых отклонений необходимо решить двухмерную задачу — учесть рассеяние электронов заряженным диэлектриком, когда условие $j(t) = \text{const}$ не выполняется.

Рассеяние электронов на диэлектрической мишени (задача Резерфорда)

При зарядке диэлектрической мишени конечных размеров электронами неизбежно отклонение последних от первоначальной траектории. Покажем, что потери тока уже к моменту достижения потенциалом таблетки ТЛД величины порядка $u = 0.1(\mathcal{E}_e / e)$ достигают 75%.

Рассмотрим рассеяние электронного пучка на мишени диаметром $2a$, считая, однако, заряд $q = C_t u$ точечным и расположенным в центре мишени. Коллективными эффектами, естественно, пренебрежем. В такой постановке удобно воспользоваться известным решением задачи Резерфорда о рассеянии альфа-частиц с зарядом $2e$, скоростью u_0 и массой m в центральном поле атомного ядра с зарядом $q = Ze$ и массой $M \gg m$

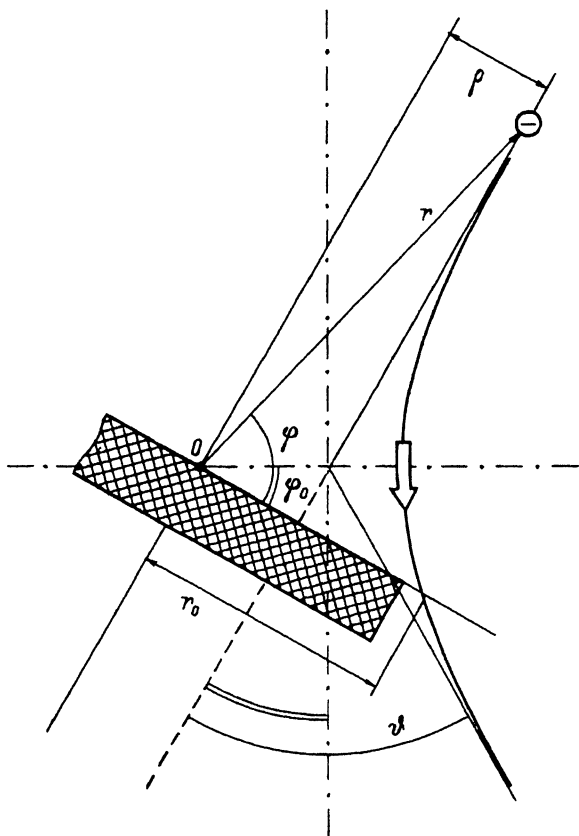


Рис. 4. Модель для расчета рассеяния электронов на таблетке ТЛД (заштрихованная область) при калибровке.

[24-26]. Траектория частицы является гиперболой и в полярных координатах описывается уравнением конического сечения (рис. 4)

$$\frac{p}{r} = -1 + e \cdot \cos \varphi, \quad (5)$$

где параметр и эксцентриситет гиперболы соответственно равны [26]

$$p = 2\pi\epsilon_0 v_0^2 \rho^2 m / Ze^2, \quad (6)$$

$$e = 2\pi\epsilon_0 \frac{v_0 \rho m}{Ze^2} \left[v_0^2 + \frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m v_0 \rho} \right]^{1/2}$$

(в уравнении (5) в [26] допущена опечатка в знаках).

Найдем отклонение частицы в плоскости мишени от ее центра r_0 . Из рис. 4 следует, что соответствующий угол φ_0 в уравнении (5) равен $\vartheta/2$, а угол отклонения частицы ϑ определяется из соотношения [26]

$$\operatorname{tg} \frac{\vartheta}{2} = -\frac{2Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m \rho v_0^2}. \quad (7)$$

После очевидной замены $-e \Rightarrow e/2$, $Ze \Rightarrow q = C_i u$, $v_0^2 m \Rightarrow 2\mathcal{E}_e$ и подстановки (6) и (7) в уравнение траектории (5) получаем

$$r = \frac{2\mathcal{E}_e \rho^2}{\alpha} \left[\frac{2\mathcal{E}_e \rho}{\alpha} - 1 \right]^{-1}, \quad \alpha = \frac{qe}{4\pi\epsilon_0} = \frac{C_i v e}{4\pi\epsilon_0}. \quad (8)$$

Здесь α — коэффициент в выражении для потенциальной энергии $u = \alpha/r$ отталкивающего центрального поля заряженной таблетки ТЛД.

Для оценки потерь рассеиваемого пучка возьмем электрон с прицельным параметром $\rho = a/2$ и определим потенциал мишени u , при котором этот и другие электроны ($c \rho \geq a/2$) отклоняются за ее пределы $r_0 \geq a$. Из уравнения (8) получаем

$$\frac{\epsilon u}{\mathcal{E}_e} = \frac{\pi \epsilon_0 a}{2C_t} < 10^{-1}.$$

Таким образом, уже при потенциале таблетки ТЛД, равном одной десятой величины ускоряющего напряжения, внешний кольцевой слой пучка с $a/2 \leq \rho \leq a$ на таблетку не попадает; потери пучка $\Delta i \simeq \pi [a^2 - (a/2)^2] \cdot j_0$ при $t \geq \tau_{ch}$ превышают 75% от начальной величины $i_0 = \pi a^2 j_0$. Заметим, что это оценка потерь электронов “снизу”.

Строгое решение рассмотренной задачи требует учета самосогласованной динамики процесса во времени, пространственного заряда мишени и т.д. В нашем случае оценки, подтвержденные экспериментом, показывают, что оптимальному режиму калибровки соответствуют $j_0 \leq 5 \times 10^{-7}$ А/см² ($i_0 \leq 10^{-7}$) А и $\tau_e = 1 - 3 \cdot 10^{-8}$ с. При этом частота посылок импульсов электронного пучка f может быть доведена до 1000 Гц.

Калибровка ТЛД и анализ экспериментальных результатов

При формировании пучка электронов с требуемыми параметрами возникли две проблемы: измерение импульсов тока амплитудой 0.1–0.2 мкА и формирование импульсов ускоряющего напряжения длительностью 10–30 нс.

Измерение импульсных токов столь малой величины при энергиях электронов от единиц до десятков киловольт в наносекундном диапазоне трудно реализуемо из-за невозможности использования согласованной с измерительным кабелем нагрузки (50–75 Ом), а при сопротивлениях нагрузки, превышающих 1 кОм, сигнал “тонет” в наводках. Поэтому величина тока i_0 измерялась при постоянном напряжении в зазоре между катодом и вытягивающим электродом электронной пушки. Для того чтобы ток эмиссии не менялся при переходе к импульсным напряжениям, премокальный вольфрамовый катод вводился в режим насыщения подбором тока накала. Корректность метода проверялась экспериментально при токе 1 мкА и длительности импульса пучка $\tau_e \simeq 1$ мкс.

Для формирования на катоде источника электронов наносекундных импульсов амплитудой 1–30 кВ с частотой следования 10–100 Гц был использован трехзвенный магнитный импульсный генератор на базе тиратрона ТГИ1-100/8. Плоская часть импульса формировалась путем подключения параллельно нагрузке насыщающейся индуктивности. При получении напряжений 10–30 кВ во входном звене магнитного генератора применяется также насыщающийся повышающий трансформатор.

В остальном процедура калибровки ТЛД не требует пояснений. Остаточное давление в вакуумной камере, состыкованной с источником электронов, не превышало 10^{-6} Тор.

Для получения достоверной информации каждую “точку” на зависимостях $D(w_e, \mathcal{E}_e)$ получали усреднением результатов облучения серии не

менее чем из пяти таблеток ТЛД. Замена таблеток в каждой серии осуществлялась с помощью дистанционного манипулятора без развакуумации объема. Перед каждой серией осуществлялся контроль однородности плотности тока j_0 на мишени.

Результаты калибровки ТЛД приведены на рис. 5. Видно, что экспериментальные кривые $D(w_e)$ при $w_e \geq 10^{-6}$ Дж/см² описываются линейной зависимостью $D = \beta w_e$, где $\beta \approx 1 \cdot 10^5$ рад · см²/Дж. При малых плотностях энергии величина светосуммы D не зависит от w_e и соответствует естественному среднестатистическому фону необлученных таблеток. Важным обстоятельством является то, что все зависимости $D(w_e)$ при разных значениях энергии электронов \mathcal{E}_e укладываются на одну кривую. При этом упрощается анализ экспериментальных результатов: функцию распределения быстрых электронов плазменного факела по энергиям, начиная по крайней мере с $\mathcal{E}_e = 3$ кэВ, можно не учитывать.

На рис. 5 приведены также калибровочные "точки" двух других распространенных ТЛД — MgB₄O₇:Mn и CaF₂:Mn с размерами, совпадающими с размерами таблеток LiF детекторов. Соответствующие значения $D(W_e)$, полученные при $\mathcal{E}_e = 10$ кэВ, лежат даже несколько выше калибровочной кривой для фтористого лития. Очевидно, этими материала-

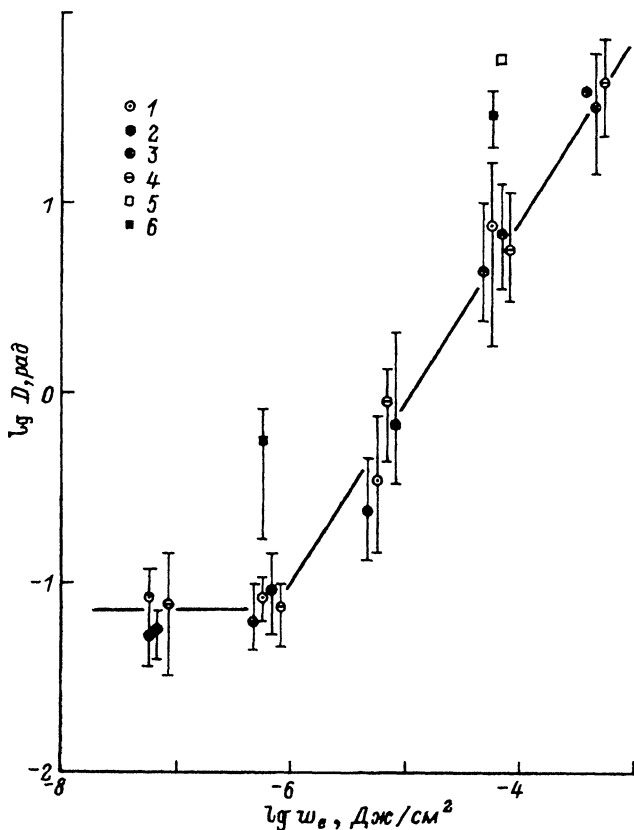


Рис. 5. Калибровочные зависимости $D(w_e)$ термолюминесцентных детекторов на основе различных фосфоров при энергии электронов.

1 — 3; 2 — 5; 3, 5, 6 — 10; 4 — 20 кэВ;

1-4 — LiF:Mg, Ti; 5 — CaF₂:Mn; 6 — MgB₄O₇:Mn. D — в рад, w_e — в Дж/см².

ми не исчерпывается ряд фосфоров, применимых для рассматриваемой здесь цели.

Вернемся к изодозной диаграмме показаний LiF детекторов после десятикратной экспозиции в плазме, представленной на рис. 1. Ограничимся областью диаграммы, соответствующей центральному максимуму фокального распределения интенсивности СВЧ излучения. Поверхностный интеграл дозового распределения в пересчете на один импульс с учетом калибровочной зависимости (рис. 5) приблизительно равен $7.5 \cdot 10^{-4}$ Дж. Так как время задержки СВЧ разряда на мишени в этой серии экспериментов составляло около 25 нс, эффективная энергия СВЧ импульса, заключенная в центральной части фокального распределения, равнялась 0.15 Дж. Отношение этих величин есть эффективность преобразования энергии СВЧ излучения в энергию быстрых электронов (в их интегральный поток на мишень): $\eta_e \simeq 0.5\%$ при $J_0 = 2 \cdot 10^5$ Вт/см², что близко к приведенному выше экспериментальному значению 0.8% [4,15].

Во второй серии плазменных экспериментов увеличение плотности потока СВЧ энергии до $2 \cdot 10^6$ Вт/см² привело к возрастанию показаний ТЛД более чем на порядок (рис. 2). Соответствующий интеграл в пересчете на один импульс

$$\int_s w_e ds = \beta^{-1} \int_s D ds = 8-9 \cdot 10^{-2} \text{ Дж.}$$

Энергия СВЧ импульса с учетом времени задержки СВЧ пробоя (менее 10 нс) составляла 3-4 Дж, а эффективность преобразования $\eta_e = 2-3\%$.

Эти цифры согласуются с экспериментальными данными работ [4,5,7,15]. Эффективность генерации в плазменном факеле СВЧ разряда на диэлектриках в вакууме быстрых электронов с увеличением интенсивности СВЧ излучения возрастает. При этом возрастает и максимальный коэффициент преобразования энергии СВЧ излучения в энергию униполярного квазистационарного электрического тока, о чем говорилось выше.

В заключение остановимся на некоторых особенностях термолюминесцентной эмиссии LiF детекторов, выявленных при их экспозиции в плазме СВЧ разряда. Как уже говорилось, показания $D(W_e)$ сжимались по "пятому пику" кривой термовысвечивания — при $T \simeq 210^\circ \text{C}$ [13,14]. При облучении фтористого лития электронами, как и при γ -облучении, амплитуда предыдущих "пиков" существенно меньше (кривая 1 на рис. 3). В то же время на кривых люминесценции LiF детекторов, экспонированных в плазме, амплитуда четвертого пика (при $T \simeq 185^\circ \text{C}$) оказывается соизмеримой с основным, "измерительным" пиком (кривая 2 на рис. 3).

Физика этого эффекта здесь не рассматривается. Отметим лишь, что аналогичное явление описано в работе [12], где изучалась термолюминесценция ряда других фосфоров при облучении α - и β -частицами. Так, облучение α -частицами $\text{CaF}_2:\text{Tb}$ и природного флюорита стимулировало рост дополнительных пиков в сравнении с облучением β -электронами. Но, как и в наших экспериментах, различия в соответствующих кривых термовысвечивания $\text{CaF}_2:\text{Mn}$ не обнаружено. Только один "пик" термолюминесценции зафиксирован нами и в результате облучения (как электронами, так и в плазме СВЧ разряда) легированного марганцем бората магния.

Детальное изучение обнаруженного эффекта представляет несомненный интерес как в теоретическом, так и прикладном плане. Очевидно, ТЛД на основе LiF:Mg, Ti несут информацию и об энергетике ионных потоков плазменного факела. Применение же для диагностики заряженных частиц плазмы различных типов термолюминесцентных материалов позволит, видимо, существенно расширить возможности и область применения предложенной вниманию методики.

За плодотворные дискуссии и помощь при проведении экспериментов авторы благодарят В.А.Иванова, М.Е.Коныжева, О.А.Подсвинова, а также А.А.Орешина, В.Д.Селезнева и А.И.Хоменко.

Список литературы

- [1] Аскаръян Г.А., Батанов Г.М., Косый И.А. // Тр. ИОФАН. 1988. Т. 16. С. 3-10.
- [2] Анпилов А.М., Берсезюцкая Н.К., Грицишин С.И. и др. // Тр. ИОФАН. 1988. Т. 16. С. 16-45.
- [3] Батанов Г.М., Иванов В.А. // Тр. ИОФАН. 1988. Т. 16. С. 46-79.
- [4] Batanov G.M., Ivanov V.A., Konuzhev M.E., Ravaev A.A. // Abstr. I Intern. Workshop on Strong Microwaves in Plasmas. Suzdal (USSR), 1990. P. 1-16.
- [5] Горностасва О.В., Лоза М.И., Равасев А.А. // Электронные пучки и генерация СВЧ излучений. М., 1990. С. 43-53.
- [6] Галстян Е.А., Горностасва О.В., Равасев А.А. // Электронные пучки и генерация СВЧ излучений. М., 1990. С. 54-61.
- [7] Равасев А.А., Лоза М.И. // ПриЭ. 1991. Т. 36. № 8. С. 1505-1509.
- [8] Лоза М.И., Равасев А.А. // Тр. V Всесоюз. науч. конф. по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. Протвино, 1990. С. 197-200.
- [9] Лоза М.И., Равасев А.А., Разумов Ю.А. // Тез. докл. II Всесоюз. конф. "Физика быстропотекающих плазменных процессов". Гродно, 1989. С. 30.
- [10] Горн Л.С., Хазанов Б.И. Современные приборы для измерения ионизирующих излучений. М.: Энергоатомиздат, 1989. 232 с.
- [11] Christy R.W., Johnson N.M., Wilbarg R.R. // J. Appl. Phys. 1967. Vol. 38. N 5. P. 2099-2106.
- [12] Zimmerman D.W. // Rad. Eff. 1972. Vol. 14. N 1-2. P. 81-92.
- [13] Гимадова Т.И., Кеурим-Маркус И.Б., Лукьянова Г.П., Федорченко Л.В. // Люминесцентные приемники и преобразователи ионизирующего излучения / Под ред. М.Д.Галаина. Новосибирск: Наука, 1985. С. 41-48.
- [14] Fox P.J., Akber R.A., Prescott J.R. // J. Phys. D. 1988. Vol. 21. P. 189-193.
- [15] Ivanov V.A., Konuzhev M.E., Loza M.I., Ravaev A.A. // XX Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Contrib. Papers 5. Pisa, 1991. P. 1091-1092.
- [16] Bulanov S.V., Kovrizhnic L.M., Saharov A.S. // Phys. Rep. 1990. Vol. 186. N 1.P. 1-51.
- [17] Попов В.К. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1967. № 11. С. 109-126.
- [18] Карслоу Г., Эгер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964. 487 с.
- [19] Громов В.В. Электрический заряд в облученных полимерах. М.: Энергоатомиздат, 1982. 112 с.
- [20] Гостищев Э.А., Сергеев А.И., Ягушкин Н.И. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 10. С. 869-873.
- [21] Стародубцев В.А., Фурса Т.В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 3. С. 574-576.
- [22] Kotera M., Suga H. // J. Appl. Phys. 1988. Vol. 63. P. 261-268.
- [23] Gross B., Sessler G.M., West J.E. // J. Appl. Phys. 1974. Vol. 45. N 7. P. 2841-2851.
- [24] Ковернистый Ю.К., Лазарева И.Ю., Равасев А.А. Материалы, поглощающие СВЧ излучения. М.: Наука, 1982. 165 с.
- [25] Ландау Л.Д., Лифшиц М.Е. Теоретическая физика. Т. 1. Механика. М.: Наука, 1988. 215 с.
- [26] Simonpi K. Physikalisches elektronik. Budapest: Akademiai Kiado, 1972. (Шимони К. Физическая электроника. М.: Энергия, 1977. С. 38-42.)

Московский радиотехнический институт РАН

Поступило в Редакцию
28 сентября 1992 г.