

07; 11

ИМПУЛЬСНАЯ ЭМИССИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯА.Ш. Айрапетов, Г.А. Геворгян,
И.В. Левшин, Б.Н. Яблоков

Возросший в последние годы интерес к сильноточной фотоэмиссии обусловлен тем, что в пушках с фотоэмиссионным катодом возможно формирование последовательностей электронных сгустков пикосекундного диапазона длительностей с током в несколько сот ампер, которые чрезвычайно трудно получить электротехническими методами. Такие последовательности сгустков могут найти широкое применение, например, в мощных СВЧ-генераторах нового поколения (лазертронах [1]), а также в специализированных ускорителях для лазеров на свободных электронах [2]. В качестве фотоэмиттера, облучаемого лазерными импульсами, в разных лабораториях испытывается ряд материалов: полупроводники [1, 2], металлы [3, 4], гексаборид лантана [5]. Первые отличаются высокой квантовой эффективностью, последние два — технологичностью и устойчивостью к воздействию атмосферы.

На созданном в ФИАНе стенде проведены первые исследования фотоэмиттеров. Лазер ЛТИПЧ-8 на основе АИГ: Nd^{3+} обеспечивает мощность излучения до 1 МВт на длине волны 1.06 мкм и до 20 кВт на длине волны 0.266 мкм (четвертая гармоника) в импульсах длительностью 15 нс по полувысоте. Подогреваемый катод освещается сквозь отверстие в конусном аноде диода (рис. 1, а). В качестве фотокатода используется таблетка диаметром 10 мм из гексаборида лантана (LaB_6). Работа выхода LaB_6 не превышает 3 эВ [6], т.е. по крайней мере на 1.5 эВ ниже энергии квантов ультрафиолетового излучения с длиной волны 0.266 мкм. На анод подаются синхронизованные с лазером импульсы напряжения амплитудой до 15 кВ и постоянной спада 80 мкс. Импульсы эмиссионного тока с резистивного шунта в цепи катода регистрируются запоминающим осциллографом.

Измерения при $\lambda = 0.266$ мкм показали, что длительность и форма импульсов фототока соответствовали длительности и форме лазерных импульсов, причем для напряжений до 10 кВ ток был ограничен пространственным зарядом электронного пучка. В диапазоне напряжений 10–15 кВ наблюдалось отклонение вольт-амперной характеристики диода от „закона $3/2$ “, однако насыщения эмиссионного тока не происходило. Поэтому при измерениях квантового выхода мощность излучения была снижена в несколько раз, чтобы обеспечить режим насыщения. Зависимость квантового выхода Y от температуры катода T_K (рис. 1) оказалась довольно сильной, особенно в области высоких температур: Y растет быстрее, чем $\sim T_K^2$, достигая величины $5 \cdot 10^{-4}$ при $T_K = 1300$ °С. Воз-

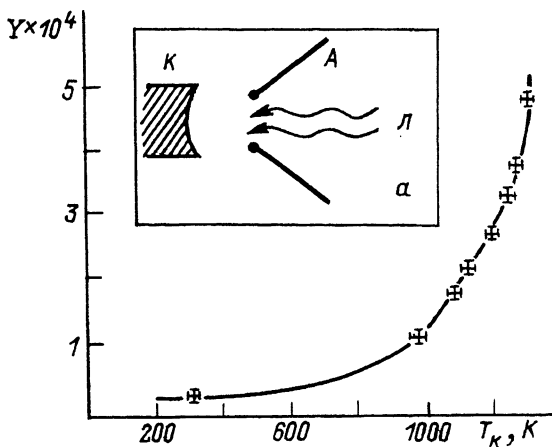


Рис. 1. Зависимость квантового выхода при облучении $\lambda_{0.266}$ светом с длиной волны 0.266 мкм от температуры катода; а) геометрия диода: К - катод диаметром 10 мм, А - конусный анод с отверстием диаметром 6 мм, Л - лазерное излучение, расстояние анод-катод - 7 мм.

можно, это связано с тем, что при низких T_K происходит фотосублимированная десорбция лантана с поверхности, о чем можно качественно судить по изменению цвета таблетки. При более высоких температурах недостаток лантана восполняется за счет диффузии из объема.

При облучении катода инфракрасным светом ($\lambda = 1.06$ мкм) также были зарегистрированы значительные амплитуды эмиссионного тока (см. таблицу). Однако длительность спада импульса в этом случае возрастала с увеличением мощности излучения и температуры катода и во много раз превышала длительность лазерного импульса (рис. 2, б, кривая 2). Такие результаты можно объяснить термоэмиссией, обусловленной импульсным нагревом поверхности катода лазерным излучением. Для расчета теплового режима поверхности катода использовалась модель полуограниченного тела в приближении бесконечно тонкого источника тепла [7] с учетом изменения мощности по сечению лазерного пучка. Измеренный профиль лазерного пучка близок к гауссовскому $P = P_0 \cdot \exp\{-100 \cdot r^2\}$, где r - радиус в см, $P_0 \leq P_{max}$ - плотность мощности на оси пучка (см. таблицу). По рассчитанному распределению температуры по площади катода вычислялись величины термотока насыщения и термотока, ограниченного пространственным зарядом для данного напряжения на диоде. Результаты расчета для $P_0 = 3 \cdot 10^7$ Вт/см², комнатной

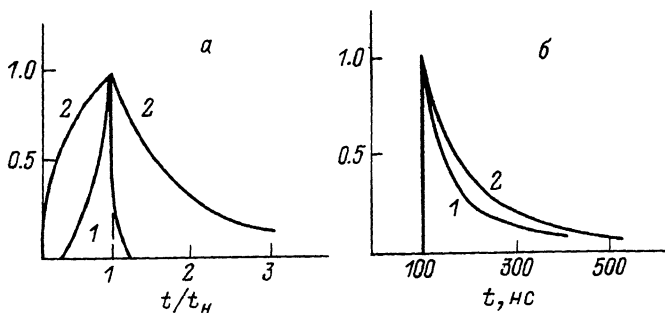


Рис. 2. а) Расчетные нормированные импульсы термоэмиссионного тока для комнатной начальной температуры катода, $P_0 = 3 \cdot 10^7$ Вт/см² и времени нагрева $t_H = 15$ нс: 1 - без ограничения тока, 2 - с ограничением тока пространственным зарядом; б) нормированные импульсы термоэмиссионного тока при начальной температуре катода 1300 К: 1 - расчетный импульс, 2 - экспериментально зарегистрированный импульс.

температуры катода и прямоугольного греющего импульса длительностью $t_H = 15$ нс показаны на рис. 2,а. При насыщении эмиссии длительность тока оказывается меньше длительности греющего импульса, а в режиме ограничения пространственным зарядом спад импульса затягивается. Рассчитанные кривые хорошо совпадают с экспериментально зарегистрированными импульсами тока (рис. 2,б). К концу греющего импульса в центральной области светового пятна, где происходит наиболее сильный нагрев катода, ток ограничен пространственным зарядом. В менее нагретой периферийной области эмиссионный ток насыщается. По мере остывания катода после окончания греющего импульса зона ограничения тока сужается, а суммарный ток пучка при этом падает значительно медленнее, чем ток насыщения. Именно этим эффектом объясняется зарегистрированная форма эмиссионного тока.

Мощность ультрафиолетового излучения в наших экспериментах была почти на два порядка меньше мощности инфракрасного, а расчетный нагрев катода был порядка десяти градусов. Поэтому при $\lambda = 0.266$ мкм эмиссия электронов обусловлена преимущественно фотоэффектом. С увеличением мощности доля термоэмиссии в общем токе будет возрастать из-за сильной зависимости термоэмиссионного тока от температуры.

Проведенный расчет справедлив при любых t_H , для которых толщина поглощения света много меньше толщины прогреваемого слоя вещества. Эти толщины близки при $t_H = 1$ пс. Поскольку, согласно расчету, длительность тока при насыщении термоэмиссии меньше t_H (рис. 2,а), то получение импульсов термотока длительностью порядка 10 пс в принципе возможно. Режим насыщения может быть обеспечен достаточно большой величиной напряженности электриче-

Длина волны, мкм	Энергия лазерного импульса, Дж	Поток световой мощности P_{max} , Вт/см ²	Амплитуда тока, А
1.06	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$3.3 \cdot 10^7$	0.8
0.266	$1.9 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^5$	0.6

ского поля на поверхности катода. Предельная плотность термотока ограничена температурой плавления катода: в пикосекундном диапазоне она не превышает 10^4 А/см² при плотности мощности света порядка 10^8 Вт/см² и напряженности поля порядка 10^6 В/см. Интересно, что при такой плотности мощности ультрафиолетового излучения примерно такие же плотности тока могут быть получены за счет фотоэффекта, если квантовый выход равен максимальной измеренной величине $5 \cdot 10^{-4}$.

Таким образом, показана экспериментально возможность получения с помощью облучаемого лазерным светом LaB_6 - катода наносекундных пучков фото- и термоэлектронов. Согласно теоретическим данным, за счет этих же механизмов эмиссии возможно также формирование одиночных электронных сгустков пикосекундного диапазона длительностей с плотностью тока $\leq 10^4$ А/см². С ростом частоты повторения и длительности пачки импульсов предельные плотность мощности лазерного излучения и плотность тока снижаются. При $t_H = 100$ пс, частоте повторения 100 МГц и длительности пачки 100 мкс плотность мощности и плотность фототока снижаются на порядок.

Авторы благодарны А.Н. Лебедеву за поддержку работы и плодотворные дискуссии.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] F u K u s h i m a Y., K a m e i T. et al. // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 1985. V. A238. P. 215-219.
- [2] F r a s e r J.S., S h e f f i e l d R.L., G r a y E.R. // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 1986. V. A250. P. 71-74.
- [3] S a u n d e r s J.D., R i n g l e r T.J. et al. Proceedings of 1987 IEEE Part. Accel. Conf., Washington. V. 1. P. 337-339.
- [4] K a u p i l a T.J., B u i l t a L.A. et al. Proceedings of 1987 IEEE Part. Accel. Conf., Washington. V. 1. P. 273-275.
- [5] B o u s s o u k a y a M., B e r g e r e t H. et al. // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 1988. V. A264. P. 131-133.

- [6] Высокоэффективный эмиттер электронов на основе гексаборида лантана. М.: Атомиздат, 1987.
- [7] Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М.: Наука, 1964.

Физический институт
им. П.Н. Лебедева
АН СССР, Москва

Поступило в Редакцию
13 февраля 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 11

12 июня 1989 г.

02; 07

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВОЛНОВОДНОГО CO_2 ЛАЗЕРА В СХЕМЕ РИДБЕРГОВСКОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ УЛЬТРАСЛАБЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Б е т е р о в И.М., Р я б ц е в И.И.,
Ф а т е е в Н.В.

За последнее время появилось несколько работ, в которых предлагается использовать ридберговские атомы для контроля слабых электрических полей и их пространственного распределения [1, 2]. Контроль и подавление ультраслабых полей требуется при измерениях фундаментальных констант, например постоянной Ридберга [3], в экспериментах по наблюдению несохранения четности в атомных переходах [4], гравитационного ускорения антипротонов [5] и ряде других фундаментальных экспериментов. Кроме того, это может способствовать созданию новых методов изучения поверхности [6], формирования пространственного изображения макромолекул [7]. Развиваемая техника использовала в основном перестраиваемые лазеры оптического диапазона.

Использование ИК диапазона для этих целей, в частности CO_2 лазеров, обладает рядом преимуществ. Во-первых, ИК диапазон обеспечивает более высокую разрешающую способность за счет существенно меньшей доплеровской ширины линии поглощения и более эффективное взаимодействие. Во-вторых, CO_2 лазеры могут иметь меньшую ширину линии, высокую стабильность параметров, большую мощность излучения и т.д. Однако, т.к. CO_2 лазеры работают на наборе фиксированных длин волн от 9.2 до 11.2 мк с небольшой областью плавной перестройки частоты, то возникает вопрос о попадании в точный резонанс с переходами между ридберговскими состояниями. В более ранних работах такое совпадение обеспечивалось наложением небольшого постоянного электрического поля [8, 9]. Хотя при этом ширина наблюдаемого резонанса может быть связана с присутствием остаточного электрического поля, возникает неоднозначность, обусловленная неоднородностью накладываемого поля, его флуктуациями, наводками т.д. Поэтому обнару-