

05.2;12.1;13.2

Нарушение соответствия тока индукции и тока эмиссии при пироэлектрическом эффекте в монокристалле танталата лития в условиях вакуума

© А.Н. Олейник¹, М.Э. Гильц¹, П.В. Каратаев², А.А. Кленин¹, А.С. Кубанкин^{1,3},
П.Г. Шаповалов⁴

¹ Лаборатория радиационной физики, Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, Россия

² John Adams Institute at Royal Holloway, University of London, Egham, U.K.

³ Физический институт им. П.Н. Лебедева, Москва, Россия

⁴ Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“, Москва, Россия

E-mail: oleynik_a@bsu.edu.ru

Поступило в Редакцию 30 января 2023 г.

В окончательной редакции 21 февраля 2023 г.

Принято к публикации 10 марта 2023 г.

Представлено сравнение тока индукции и тока эмиссии в ходе осуществления пироэлектрического эффекта в условиях вакуума при периодическом варьировании температуры монокристалла танталата лития. Увеличение частоты осцилляции приводит к подавлению эмиссии, что не позволяет наблюдать эффект оптимальной частоты с максимальной амплитудой, как для тока индукции. Показано полное соответствие обеих форм тока, за исключением области 2 мГц и менее, где наблюдается дополнительная волна тока. Установлено, что данная дополнительная волна инициируется выше определенного порога разности потенциалов и ведет к ее стабилизации.

Ключевые слова: пироэлектрический эффект, сегнетоэлектрическая электронная эмиссия, пироэлектрический ускоритель, танталат лития.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.09.55323.19514

Сегнетоэлектрическая электронная эмиссия выделяется из полевой электронной эмиссии благодаря уникальным свойствам эмитирующего потока, которые обусловлены особенностями структуры сегнетоэлектрических материалов [1]. Можно выделить два подвида сегнетоэлектрической электронной эмиссии: „сильная“ и „слабая“. В случае „сильной“ эмиссии возможно реализовать импульсные электронные потоки до нескольких ампер благодаря приложению электрического поля к электродам, которыми покрываются полярные поверхности материала [2]. „Слабая“ электронная эмиссия позволяет получить гораздо более скромные значения тока порядка 1–10 нА, однако сам характер эмиссии носит продолжительный характер [3]. В этом случае эмиссия происходит за счет изменения температуры материала, что приводит к индукции заряда на полярные поверхности материала вследствие пироэлектрического эффекта. Замечательными особенностями данного режима являются самофокусировка и моноэнергетичность электронного потока вплоть до энергии 200 keV [4].

Соотношение тока индукции и тока эмиссии при пироэлектрическом эффекте позволяет оценить эффективность „слабой“ электронной эмиссии, которая находит применение в пироэлектрических ускорителях [5]. Недавно в нашей работе было показано, что при периодическом варьировании температуры по синусоидальному закону существует определенный диапазон частот,

при котором амплитуда тока индукции максимальна [6]. Данный факт стимулировал наши дальнейшие изыскания с целью выяснить соотношение между токами индукции и эмиссии при периодическом варьировании температуры в зависимости от частоты варьирования.

Схемы измерения тока индукции и тока эмиссии показаны на рис. 1. Основу схемы составляла сборка из радиатора 1, элемента Пельтье 2, монокристалла танталата лития (LiTaO₃) 3. При помощи генератора сигналов на элемент Пельтье подавался сигнал с заданной частотой и мощностью, который вызывал изменение температуры по синусоидальному закону [7] в пределах от 15 до 40 °С. Измерение тока производилось при помощи пикоамперметра Keithley 6485. В измерениях использовался z-ориентированный монокристалл цилиндрической формы диаметром 20 мм и высотой 10 мм производства Кольского центра РАН (Апатиты). В случае измерения тока индукции два электрода из алюминиевой фольги крепились при помощи эпоксидного проводящего клея на полярных поверхностях LiTaO₃. В случае измерения тока эмиссии верхняя поверхность оставалась свободной, а верхний электрод перемещался на расстояние 10 мм от нее. Давление остаточного газа при измерении тока эмиссии было на уровне 1 мТорр во избежание потерь тока на воздухе и влияния ударной ионизации. В обоих случаях цепь представляет собой последовательно соединенные пикоамперметр и конденсатор, где

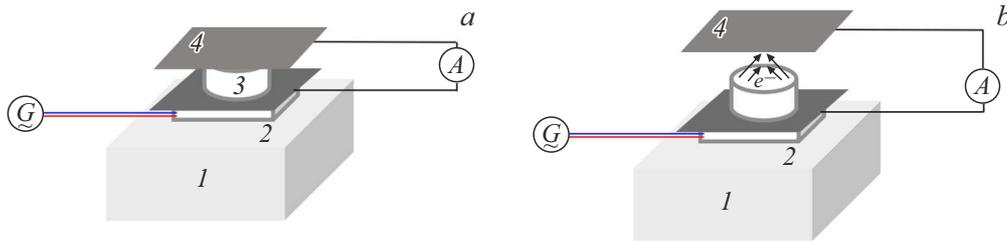


Рис. 1. Схемы измерения тока индукции (a) и тока эмиссии (b). 1 — радиатор, 2 — элемент Пельтье и нижний электрод, 3 — монокристалл танталата лития, 4 — верхний электрод.

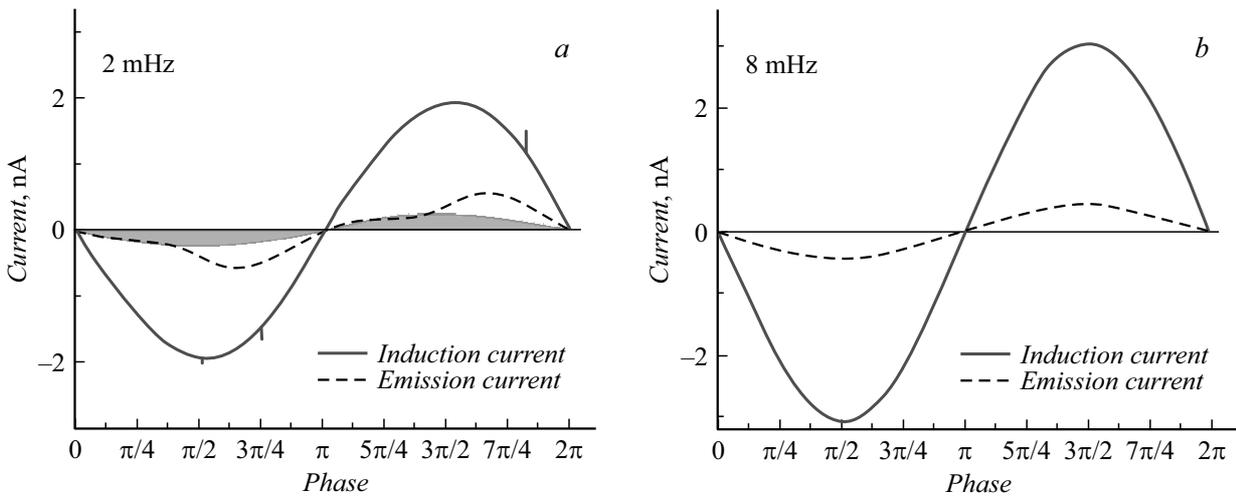


Рис. 2. Кривые тока индукции и эмиссии при периодическом варьировании температуры LiTaO₃ с частотой 2 (a) и 8 мГц (b). Для случая 2 мГц компонента тока эмиссии, соответствующая ожидаемому току, закрашена серым цветом.

в одном случае изолятор состоит из монокристалла, а в другом — из монокристалла и вакуумного промежутка.

На рис. 2 представлены примеры кривых тока индукции и эмиссии при частотах 2 и 8 мГц. Наблюдается идентичность форм обеих кривых, которая, однако, нарушается в случае 2 мГц. На кривой тока эмиссии наблюдается дополнительная волна тока, которая начинается после прохождения пикового значения около $\pi/2$. Пик дополнительной волны приходится приблизительно на момент $3\pi/4$, и к моменту смены полярности тока дополнительная волна завершается.

Отметим, что с увеличением частоты амплитуда тока эмиссии растет намного слабее, чем амплитуда тока индукции, поэтому для тока эмиссии эффект существования частотного диапазона, при котором амплитуда тока максимальна [6], гораздо более слабо выражен. На рис. 3, a представлена диаграмма соотношения интегралов тока индукции, тока эмиссии и тока дополнительной волны в диапазоне частот 0.5–8 мГц. С увеличением частоты все интегралы уменьшаются в силу снижения амплитуды осцилляции температуры. При этом отношение интеграла тока эмиссии к интегралу тока индукции уменьшается гораздо быстрее. Данный факт можно интерпретировать как свидетельство того, что

ток эмиссии зависит от количества накопленного заряда на поверхности пьезоэлектрика. Меньшее количество заряда способствует меньшей напряженности электрического поля и более высокому потенциальному барьеру для эмиссии электронов. Отметим, что дополнительная волна тока наблюдается до 2 мГц, и ее вклад спадает с ростом частоты еще быстрее.

Интеграл тока индукции с вычетом интеграла тока эмиссии можно считать величиной заряда на поверхности монокристалла, который создает электрическое поле. При помощи компьютерного моделирования можно сделать оценку разности потенциалов с учетом особенностей распределения заряда на поверхности кристалла [8]. С другой стороны, в эксперименте оценку разности потенциалов можно получить по граничной энергии рентгеновского излучения [9]. На рис. 3, b представлено сравнение модельной и экспериментально полученной оценки разности потенциалов в течение полупериода при 1 и 6 мГц. Прямая экспериментальная оценка дана по измерению рентгеновского спектра одновременно с током эмиссии в геометрии эксперимента, показанной в работе [10]. Модельная оценка разности потенциалов была сделана при помощи моделирования эксперимента в COMSOL Multiphysics с заданием суммарного количе-

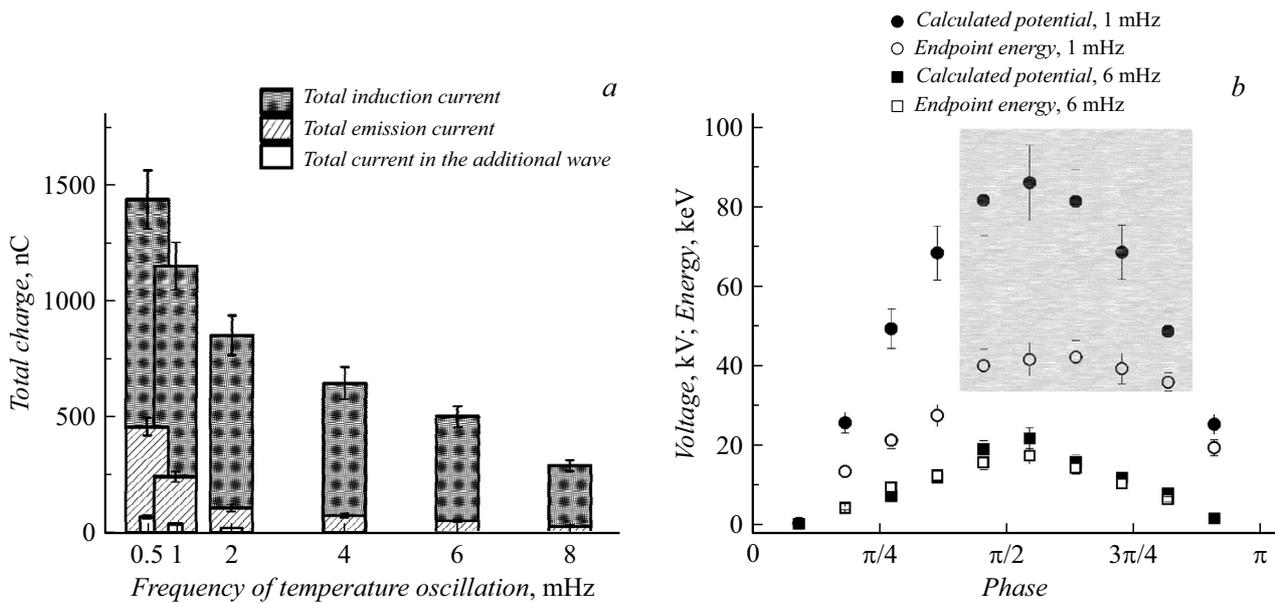


Рис. 3. *a* — соотношение интегралов тока индукции, тока эмиссии и тока дополнительной волны. *b* — изменение рассчитанной разности потенциалов (темные символы) и граничной энергии рентгеновского излучения (светлые символы) при частоте 1 мГц (кружки) и 6 мГц (квадраты). Закрашенная область соответствует наблюдению дополнительной волны.

ства заряда на поверхности монокристалла по формуле

$$Q_{sum}^n = \sum_{j=1}^n (i_{pyr} - i_{em})_j, \quad (1)$$

где Q_{sum}^n — суммарное количество заряда в n -й момент времени, i_{pyr} — ток индукции, i_{em} — ток эмиссии.

При 6 мГц наблюдается хорошее согласие экспериментальной и модельной оценок, что указывает на незначительные токи утечки. В то же время при 1 мГц имеет место очень большое расхождение между двумя оценками, что, с одной стороны, может быть связано с увеличением тока утечек [11], а с другой — с наблюдаемой дополнительной волной тока эмиссии. Эта область выделена на рис. 3, *b* отдельно, в ней наблюдаются отклонения от волнообразной формы изменения разности потенциалов и насыщение этой величины примерно при одном значении. При этом величина разности потенциалов, при которой начинается дополнительная волна, примерно одна и та же во всех измерениях в данной геометрии и находится немного выше 30 кВ.

Таким образом, наблюдаемая дополнительная волна тока эмиссии нарушает соответствие тока эмиссии и тока индукции и инициируется только при достижении определенной величины разности потенциалов, что приводит к ограничению ее роста и стабилизации. Увеличение частоты осцилляции в условиях эксперимента ведет к снижению генерируемой разности потенциалов, что подавляет эффект дополнительной волны тока эмиссии и ведет к полному соответствию форм тока индукции и тока эмиссии. Вместе с тем сам эффект электронной эмиссии также подавляется с ростом частоты осцилляции. Это позволяет сделать заключение, что при-

менение эффекта оптимальной частоты варьирования температуры пироэлектрического материала [6] весьма затруднено для генерации сильных электрических полей и инициации более эффективной электронной эмиссии.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 21-72-00006). Работа А.С. Кубанкина и П.Г. Шаповалова по разработке экспериментального стенда выполнена при финансовой поддержке конкурсной части госзадания по созданию и развитию лабораторий, проект № FZWG-2020-0032 (2019-1569).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G. Rosenman, D. Shur, Ya. Krasik, A. Dunaevsky, *J. Appl. Phys.*, **88**, 6109 (2000). DOI: 10.1063/1.1319378
- [2] H. Gundel, H. Riege, J. Handerek, K. Zioutas, *Appl. Phys. Lett.*, **54**, 2071 (1989). DOI: 10.1063/1.101169
- [3] J.D. Brownridge, *Trends in electro-optics research* (Nova Science Publ., N.Y., 2005).
- [4] J.D. Brownridge, S.M. Shafroth, *Appl. Phys. Lett.*, **79**, 3364 (2001). DOI: 10.1063/1.1418458
- [5] N. Kukhtarev, T. Kukhtareva, M. Bayssie, J. Wang, J.D. Brownridge, *J. Appl. Phys.*, **96**, 6794 (2004). DOI: 10.1063/1.1808479
- [6] A. Oleinik, M. Giltz, P. Karataev, A. Klenin, A. Kubanin, *J. Appl. Phys.*, **132**, 204101 (2022). DOI: 10.1063/5.0124599

- [7] L.E. Garn, E.J. Sharp, *J. Appl. Phys.*, **53**, 8974 (1982). DOI: 10.1063/1.330454
- [8] R. Ghaderi, F.A. Davani, *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 232906 (2014). DOI: 10.1063/1.4903891
- [9] А.Н. Олейник, Е.В. Болотов, М.Э. Гилыц, О.О. Иващук, А.А. Кленин, А.С. Кубанкин, А.В. Щагин, *Крат. сообщ. по физике ФИАН*, **48** (5), 3 (2021). [A.N. Oleinik, E.V. Bolotov, M.E. Gilts, O.O. Ivashchuk, A.A. Klenin, A.S. Kubankin, A.V. Shchagin, *Bull. Lebedev Phys. Inst.*, **48**, 127 (2021). DOI: 10.3103/S1068335621050079].
- [10] P. Karataev, A. Oleinik, K. Fedorov, A. Klenin, A. Kubankin, A. Shchagin, *Appl. Phys. Exp.*, **15**, 066001 (2022). DOI: 10.35848/1882-0786/ac6b82
- [11] А.Н. Олейник, П.В. Каратаев, А.А. Кленин, А.С. Кубанкин, К.В. Федоров, А.В. Щагин, *Изв. вузов. Физика*, **63** (1), 107 (2020). DOI: 10.17223/00213411/63/1/107 [A.N. Oleinik, P.V. Karataev, A.A. Klenin, A.S. Kubankin, K.V. Fedorov, A.V. Shchagin, *Russ. Phys. J.*, **63**, 119 (2020). DOI: 10.1007/s11182-020-02010-w].