

УДК 541.11

ФОТОЭМИССИЯ ПИКОСЕКУНДНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СГУСТКОВ С БОЛЬШИМ ЗАРЯДОМ В ВЧ ПУШКАХ

© 2022 г. М. Красильников^а, С. М. Полозов^б, В. И. Рашиков^{б, *}

^аDESY, Hamburg, D-22607 Germany

^бНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

*E-mail: VIRashchikov@mephi.ru

Поступила в редакцию 09.07.2021 г.

После доработки 20.07.2021 г.

Принята к публикации 26.07.2021 г.

Рассматривается эмиссия коротких электронных сгустков с большим зарядом в высокочастотных пушках. При пикосекундных длительностях лазерного импульса и наличии сильного электрического поля на катоде, картина сильно отличается от традиционного механизма эмиссии, ограниченной пространственным зарядом вылетающих частиц. В этом случае необходимо учитывать влияние положительного заряда, динамически возникающего на поверхности катода, связанного с разностью скоростей фотоэлектронов, покидающих полупроводниковую пленку фотокатода, и скоростью электронов, поступающих в область эмиссии. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными данными, полученными на установке для тестирования фотоинжекторов в PITZ (DESY, Zeuthen, Германия), показало хорошее согласие.

Ключевые слова: фотоэмиссии, ВЧ пушка, моделирование, ускорители заряженных частиц, интенсивные пучки, пространственный заряд

DOI: 10.56304/S2079562922010195

Для современных установок, таких как лазеры на свободных электронах, источники синхротронного излучения, лептонных коллайдеров, необходимо иметь довольно высокий заряд в сгустке (сотни пКл — единицы нКл), очень маленький поперечный нормализованный эмиттанс (<1 мм рад), короткие сгустки (~ 1 – 20 пс), небольшой разброс по энергии ($<1\%$) после ВЧ-пушки. Например, для фотоинжектора EuropeanXFEL электронные сгустки с зарядом 1 нКл/сгусток и нормализованным поперечным эмиттансом <0.9 мм мрад должны генерироваться ВЧ-пушкой, работающей на Cs_2Te фотокатоде с высокой напряженностью электрического поля на поверхности катода (~ 60 МВ/м), при частоте повторения сгустков до 27000 в секунду [1, 2]. Для CERN FCC-ее необходимо создать сгустки с зарядом до ~ 6 нКл при длительности импульсов ~ 10 пс для инъекции и конверсии электронов в позитроны

Рассмотрим типичную картину эмиссии электронов с фотокатода СВЧ пушки. В качестве примера будем использовать фотопушку, разрабатываемую в лаборатории ДЭЗИ в Цойтене (PITZ) [1]. Выбор именно этой пушки связан с тем, что параметры создаваемых ею пучков наиболее близки к требуемым в нашем проекте. Кроме того, обширный набор экспериментальных данных, получен-

ных в ходе тестирования таких пушек в PITZ, позволит нам в дальнейшем провести сравнительный анализ наших расчётов и выводов с результатами эксперимента. Вид ВЧ фотопушки PITZ представлен на рис. 1.

Пушка работает в сантиметровом диапазоне длинна волн (1.3 ГГц) на π -типе колебаний и представляет собой резонатор с двумя связанными ячейками с общей длиной 1.6λ . Фотокатод размещен на левом торце резонатора, где ускоряющее электрическое поле оказывается максимальным (60 МВ/м). Магнитное поле создается двумя соленоидными и необходимо для ограничения

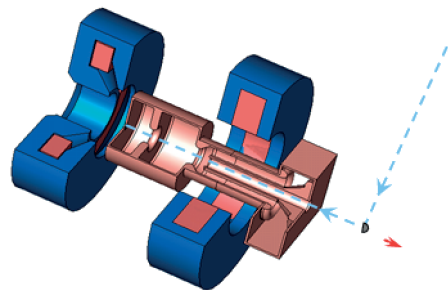


Рис. 1. Фотопушка PITZ.

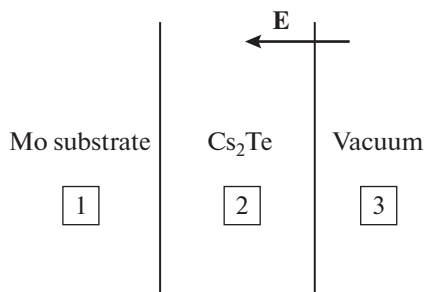


Рис. 2. Фотокатод.

эмиттанта инжектируемого пучка. Фотокатод представляет собой тонкую пленку Cs_2Te , нанесенную на металлическую подложку, в качестве которой выступает молибден. Толщина пленки теллура колеблется в пределах от 5 до 15 нм, а цезия от 20 до 80 нм и в сумме не превышают 0.1 мкм.

Поскольку фотокатод находится в сильном электрическом поле, необходимо оценить глубину проникновения поля в полупроводник. При величине поля $E = 10^7$ В/м на поверхности катода нужно создать такую поверхностную плотность заряда σ , чтобы компенсировать это поле (чтобы внутри поле равнялось нулю):

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon\epsilon_0} = \frac{qN}{2\epsilon\epsilon_0},$$

где N — плотность зарядов на плоскости единичной площади, ϵ и ϵ_0 соответственно диэлектрическая проницаемость полупроводника и вакуума. Отсюда, полагая $\epsilon \approx 10$, получаем поверхностную плотность заряда на катоде $N = 10^{11}$ см $^{-2}$. Если средняя концентрация носителей в полупроводнике $\rho = 10^{15}$ см $^{-3}$, то нужное число зарядов получаем при толщине $d = N/\rho = 1$ мкм. То есть поле проникает на глубину, которая существенно больше толщины полупроводника, т.е. до подложки. Рис. 2 иллюстрирует картину эмиссии электронов с поверхности фотокаатода.

В стационарной модели фотоэмиссии области 1 и 2 объединены. При наличии внешнего электрического поля электроны, образующиеся при попадании лазерного импульса на полупроводниковую пленку, покидают полупроводник. Величина тока эмиссии ограничивается либо электрическим полем на поверхности полупроводника, либо эмиссионной способностью фотокаатода. В первом случае при расчете поля учитывается поле пространственного заряда уже вылетевших электронов, то есть ток эмиссии ограничен полем пространственного заряда. Во втором, при расчете эмиссионной способности необходимо учитывать мощность лазерного излучения и квантовую эффективность катода.

При переходе к пикосекундным длительностям лазерных импульсов, необходимых для получения коротких сгустков электронов, картина меняется. В этом случае следует отдельно рассматривать области подложки и полупроводника. Электроны, образующиеся в области 2 при попадании лазерного импульса на полупроводник, оказываются в сильном электрическом поле, которое, как было показано выше, легко проникает в него, и быстро покидают ее. Легко показать, что за время $t \sim 1$ пс электрон приобретает скорость

$$v = \frac{eEt}{\epsilon\gamma m} \approx 10^6 \text{ м/с},$$

и пролетает расстояние порядка одного микрометра, что существенно больше толщины полупроводника. Поскольку число свободных электронов в области 2 ограничено, скорость их притока будет определяться разностью концентраций носителей, определяемой согласно первому закону Фика выражением

$$\mathbf{j} = \rho \mathbf{v} = -eD \text{grad} n,$$

где ρ — плотность заряда, D — коэффициент диффузии частицы, n — концентрация электронов. Коэффициент диффузии D связан с подвижностью носителей заряда μ соотношением Эйнштейна. Для электронов

$$D = \frac{kT}{e} \mu,$$

где k — постоянная Больцмана, а T — температура. Поскольку скорость диффузии меньше дрейфовой, то в области 2 будет преобладание положительного заряда.

Таким образом, область 2 оказывается положительно заряженной, причем величина заряда будет динамически меняться и определяться скоростью оттока и притока электронов в область полупроводника. Наличие такого заряда может значительно увеличить величину тока эмиссии в области ограничения тока пространственным зарядом при получении коротких сгустков с большой плотностью заряда.

Кроме того, вылетающие с фотокаатода электроны ионизируют молекулы остаточного газа [2], причем энергия 50–100 эВ, соответствующая максимуму сечения ионизации, достигается в непосредственной близости от поверхности полупроводника. Образующийся таким образом слой положительных ионов также может увеличить порог ограничения тока эмиссии пространственным зарядом. Однако в условиях высокого вакуума и большой скважности этот эффект оказывается малым.

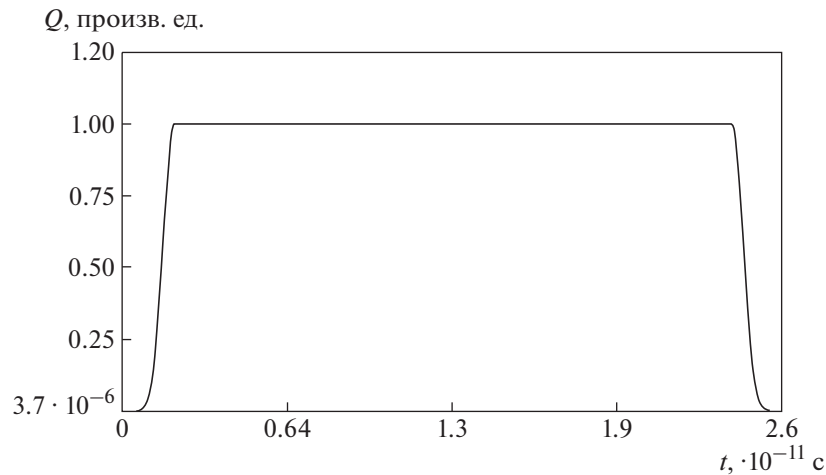


Рис. 3. Форма лазерного импульса.

ПРОГРАММА МОДЕЛИРОВАНИЯ ФОТОЭМИССИИ В УСЛОВИЯХ ПРЕОБЛАДАЮЩЕГО ВЛИЯНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

В качестве основы для реализации описанного выше алгоритма фотоэмиссии был использован код СУМА [3]. Это 2.5 мерная программа решения конечно-разностным методом Системы Уравнений МАксвелла (СУМА) с использованием метода частица в ячейке. Программа протестирована и в течении длительного времени успешно использовалась при моделировании широкого круга физических процессов [4–7].

Часть кода, отвечающая за эмиссию частиц, была полностью переписана исходя из следующих соображений. Как уже упоминалось ранее, в стандартных моделях при эмиссии, ограниченной пространственным зарядом, плотность заряда частиц, покидающих поверхность катода, определяется выражением $\rho = \text{div} \mathbf{D}$, где в качестве поля берется поле на поверхности катода, с учетом собственного поля уже вылетевших зарядов. В предлагаемой модели плотность заряда электронов также будет рассчитываться по этой формуле, но заряды будут располагаться в области 2 (рис. 2), где находится полупроводник. Если число электронов превышает эмиссионную способность фотокатода, пересчитанную через мощность лазера и квантовую эффективность, то оно ограничивается этой величиной. Кроме того, в области 2 также будут располагаться положительные заряды Q^+ , число которых равно числу электронов Q^- . По мере выхода электронов в область 3, в области 2 будут преобладать положительные заряды, однако их количество будет меньше количества вышедших из области электронов. Частичная компенсация положительного заряда в области 2 связана с притоком электронов из соседних областей, вызван-

ного образовавшейся разностью концентраций носителей, и определяется временем релаксации τ по формуле $Q^+ = Q^-(t)e^{-t/\tau}$.

Зависимость эмиссионной способности катода от времени соответствовала форме лазерного импульса, представленной на рис. 3.

Поперечное распределение плотности заряда при эмиссии имеет вид равномерно распределенной плотности до заданного радиуса, а затем спадает по закону Гаусса (рис. 4).

Зависимость от времени эмитированного катодом заряда и положительного заряда в области 2 представлены соответственно на рис. 5 и 6.

Наличие положительного заряда в области 2 существенным образом меняет картину эмиссии при большой плотности заряда в сгустке. На рис. 7 показано изменение формы импульса тока с фотокатода с ростом заряда в нем без учета (верхний ряд рисунков) и с учетом (нижний ряд рисунков) наличия заряда в области 2.

Видно, что в старой модели, не учитывающей наличие динамически изменяющегося положительного заряда в области 2, при увеличении мощности лазерного импульса амплитуда тока перестает расти, а форма искажается, что можно объяснить образованием виртуального катода. Если же учесть появление положительного заряда в области 2, то картина меняется. С ростом мощности лазерного импульса амплитуда тока продолжает расти, а форма искажается в значительно меньшей степени. Такое поведение можно объяснить частичной компенсацией сил пространственного заряда эмитируемых электронов наличием положительного заряда в области 2.

Сравнение эмиссионных кривых, снятых на установке PITZ и рассчитанных с помощью кода ASTRA [8–10] (рис. 8) с результатами расчета на

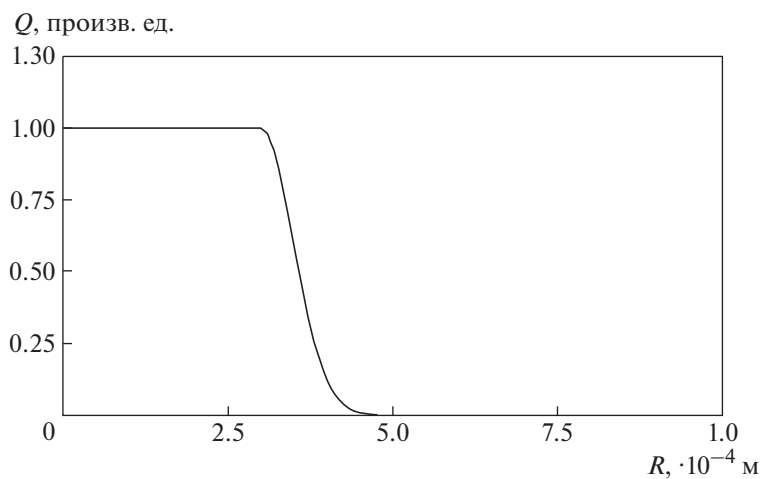


Рис. 4. Поперечный профиль эмитируемого сгустка.

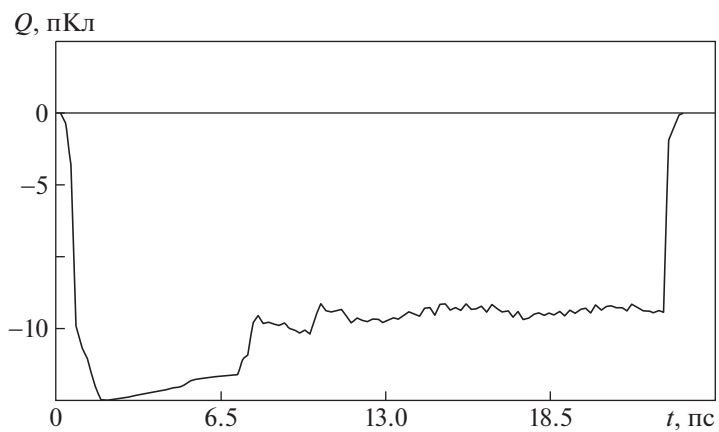


Рис. 5. Временной профиль эмитируемого заряда.

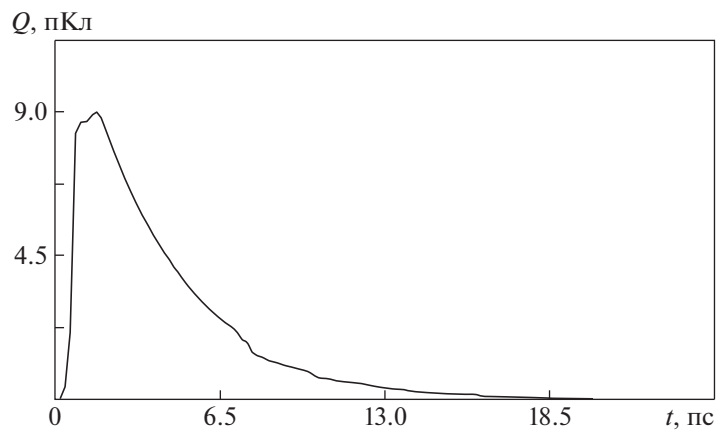


Рис. 6. Зависимость от времени притока положительного заряда в область 2.

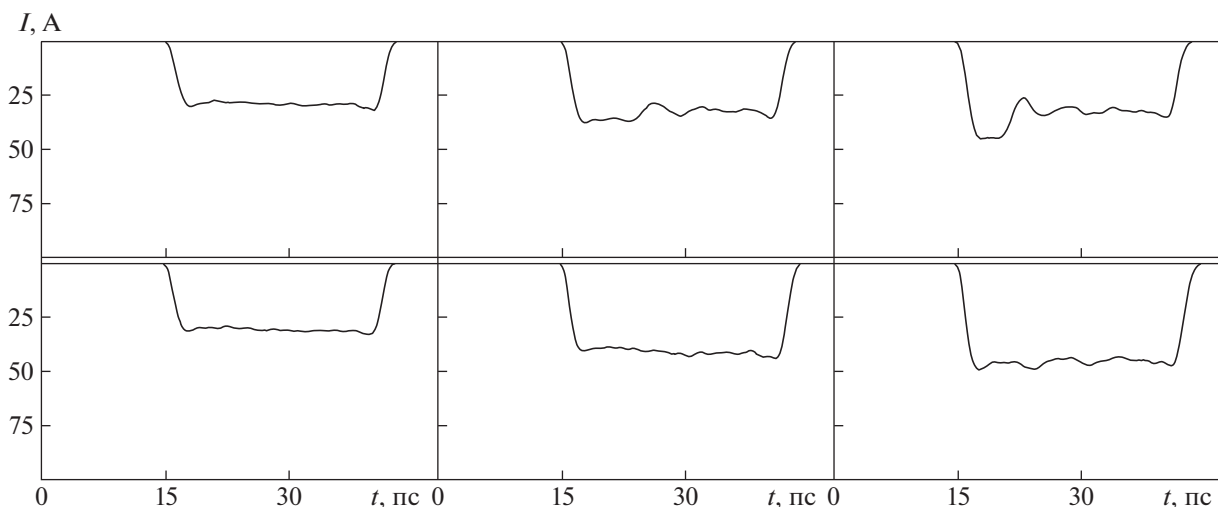


Рис. 7. Изменение формы импульса тока с катода с ростом заряда (0,6, 1,0, 1,4 нКл соответственно) без учета (верхний ряд рисунков) и с учетом (нижний ряд рисунков) заряда в области 2.

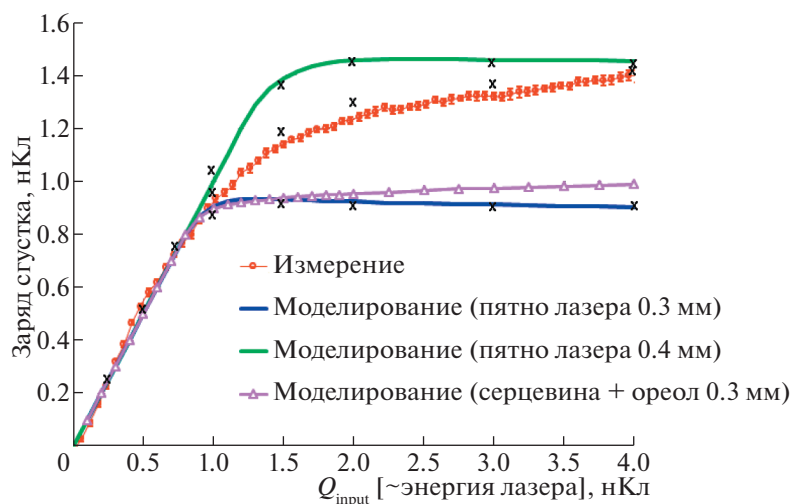


Рис. 8. Зависимость заряда ускоренного сгустка от энергии лазерного импульса, измеренная и рассчитанная (ASTRA) для различных поперечных распределений лазерного импульса. Крестами отмечены результаты расчета кодом СУМА.

новой модели позволяет сделать вывод, что предлагаемая модель гораздо лучше описывает процесс фотоэмиссии в режиме ограничения пространственным зарядом [11]. В расчетах кодом СУМА параметр $\tau = 4 \cdot 10^{-12}$ с выбирался из условия совпадения расчета с одной из точек на экспериментальной кривой и фиксировался в дальнейших расчетах как константа для данного материала катода. Таким образом требуется дальнейшая доработка модели для более детального описания разноразмерных потоков зарядов в тонких полупроводниковых пленках, находящихся в сильных электромагнитных полях под действием лазерных импульсов пикосекундной длительности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Chen Y. et al.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2018. V. 889. P. 129.
2. *Qiang J.* // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2010. V. 614. P. 1.
3. *Rashchikov V.I.* // Vopr. At. Nauki Tekh., Ser.: Yad. Fiz. Issled. 1990. V. 10. No. 18. P. 50.
4. *Polozov S.M., Rashchikov V.I.* // Cyb. Physics. 2018. V. 7. No. 4. P. 228.
5. *Rashchikov V.I., Didenko A.N.* // Proc. IEEE Particle Accelerator Conference. 1991. P. 3111.
6. *Didenko A.N., Rashchikov V.I., Fortov V.E.* // Tech. Phys. 2011. V. 56. No. 10. P. 1535.
7. *Rashchikov V.I., Shikanov A.E.* // IEEE Trans. Plasma Sci. 2019. V. 47. No. 2. P. 1279.

8. *Krasilnikov M. et al.* // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2012. V. 15. P. 100701.
9. *Krasilnikov M., Chen Y., Stephan F.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1238. P. 012064.
10. *Li X.-K. et al.* // Proc. 39th Free Electron Laser Conf. FEL2019. 2019. WEP052.
11. *Polozov S.M., Rashchikov V.I.* // Cybern. Phys. 2020. V. 9. No. 2. P. 103.

Photoemission of Picosecond Electron Bunches with Large Charge in RF Guns

M. Krasilnikov¹, S. M. Polozov², and V. I. Rashchikov^{2, *}

¹*DESY, Hamburg, D-22607 Germany*

²*National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia*

**e-mail: VIRashchikov@mephi.ru*

Received July 9, 2021; revised July 20, 2021; accepted July 26, 2021

Abstract—Emission of short electron bunches with high charge in RF guns is considered. The emission mechanism in the case of picosecond laser pulses and the presence of a strong electric field at the cathode is quite different from the traditional one limited by the space charge of emitted particles. In this case, it is necessary to take into account the influence of positive charge dynamically formed on the cathode surface related to the difference of velocities of photoelectrons leaving the semiconductor film of the photocathode and velocities of electrons entering the emission region. The comparison of the numerical results and experimental data obtained at the facility for testing photoinjectors at PITZ (DESY, Zeuthen, Germany) demonstrated good agreement.

Keywords: photoemission, RF gun, simulation, charged particle accelerators, high intensity beams, space charge