

07;09;13

Лазерное, фотоэмиссионное возбуждение упругих колебаний в микрооптоэлектромеханических системах

© Ф.А. Егоров^{1,2}¹ НПК „Технологический центр“, Москва, Зеленоград, Россия² Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., Россия
E-mail: egorov-fedor@mail.ru

Поступило в Редакцию 15 октября 2019 г.

В окончательной редакции 2 апреля 2020 г.

Принято к публикации 6 апреля 2020 г.

Проанализированы возможность и эффективность лазерного возбуждения упругих колебаний в микрооптоэлектромеханических системах под действием силы отдачи при внешнем фотоэффекте. Показано, что в указанных системах на основе GaAs этот механизм возбуждения колебаний может оказаться на порядок более эффективным, чем давление света. Предложенный метод создания таких систем открывает возможности для разработки новых типов быстродействующих оптических функциональных элементов, управляемых с помощью света.

Ключевые слова: фотоэмиссия, микромеханический резонатор, сила отдачи, лазерное возбуждение, вакуумный диод, резонатор Фабри–Перо.

DOI: 10.21883/PJTF.2020.13.49590.18076

Квантовый выход внешнего фотоэффекта полупроводниковых структур на основе GaAs в ближнем ИК-диапазоне может достигать $Y \approx 30\%$ [1], что может приводить с учетом довольно узкого углового распределения фотоэлектронов $\theta \leq 10^\circ$ [2] к заметному импульсу отдачи, приобретаемому освещаемым участком поверхности, и, следовательно, к действию на этот участок фотоиндуцированной силы (f). Поскольку GaAs (наряду с Si, Ge) является одним из основных материалов, используемых при создании микрооптоэлектромеханических резонансных систем (MOMRS) [3], представляется актуальным рассмотреть условия эффективного лазерного возбуждения акустомеханических колебаний MOMRS за счет фотоэмиссии, что определяет цель настоящей работы. Важной особенностью этого механизма возбуждения колебаний по сравнению с рядом других (фототермическим, фотопьезоэлектрическим и др. [4]) является безынерционность — ключевой фактор при возбуждении высокочастотных (наиболее интересных) MOMRS, открывающих новые возможности в области создания оптических устройств, управляемых светом.

На основе MOMRS, возбуждаемых лазерным излучением, возможно создание нелинейных резонаторов Фабри–Перо (NFPC), в которых взаимодействие между оптическими и механическими модами приводит к ряду интересных и важных эффектов [5]: преобразованию спектра оптического излучения; проявлениям квантовых свойств макрообъектов — MOMRS; трансформации теплового движения и динамическому охлаждению MOMRS. Это открывает новые уникальные возможности для исследований в таких областях, как, например, квантовая макрофизика, информатика, мезоскопика, а

также позволяет создавать резонансные прецизионные датчики с миниатюрными чувствительными элементами на основе MOMRS. Исходя из этого представляется целесообразным исследовать эффективность фотоэмиссионного механизма возбуждения колебаний именно на примере NFPC, в котором MOMRS играет роль подвижного зеркала. Исследованный нами NFPC по существу представляет собой микрооптоэлектромеханическую систему (MOEMS), в основе которой лежит вакуумный диод (ВД) с фотокатодом (рис. 1). В данной системе роль фотокатода играет MOMRS (точнее, колебательный элемент (КЭ) MOMRS), а роль анода — полупрозрачный электрод (ППЭ), соединенный с MOMRS; они образуют внешнюю электрическую цепь, закорачивающую анод на фотокатод. Облучение КЭ лазерным излучением, вызывающим фотоэмиссию, осуществляется через ППЭ, эквипотенциальный с фотокатодом, при этом межэлектродное расстояние ВД одновременно является базой NFPC. Ограничимся для определенности случаем MOMRS с КЭ в виде микромембраны (рис. 1), отметив при этом, что изложенное далее в равной мере применимо и к другим типам КЭ (например, к микробалкам с консольным или двусторонним закреплением).

Полагаем, что начальная база NFPC — расстояние между зеркальными параллельными поверхностями КЭ и ППЭ с коэффициентами отражения R и R_0 — является достаточно малой: $d_0 \ll 2a \ll D$ (D — диаметр микромембраны), что с учетом малого углового разброса скорости фотоэлектронов позволяет ограничиться одномерным приближением. Нелинейность NFPC обусловлена в основном зависимостью базы $d = d_0 + s$ от смещений (деформаций) КЭ $s(F_e)$, вызванных фотоиндуцированной

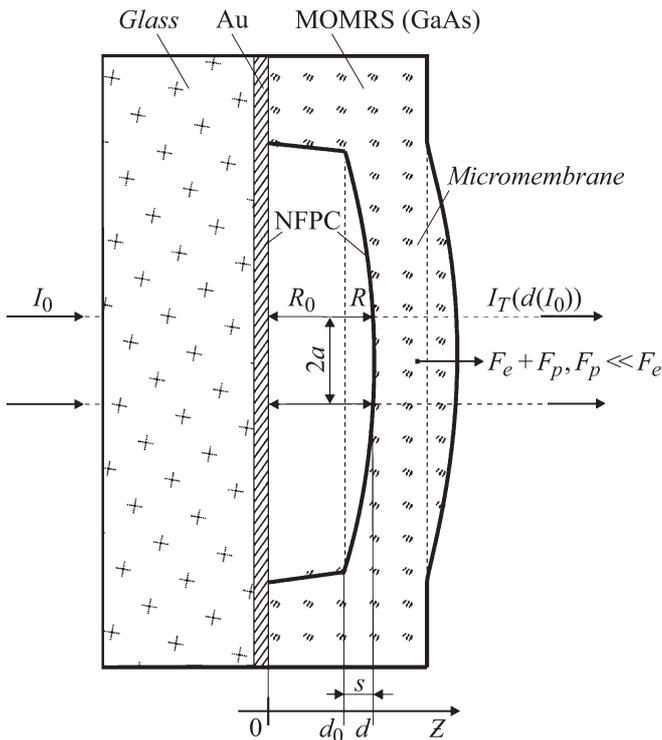


Рис. 1. Схема микрооптоэлектромеханической системы на основе MOMRS, облучаемой коллимированным когерентным (лазерным) пучком. NFPC — нелинейный резонатор Фабри–Перо, образованный отражающими поверхностями микромембраны (КЭ) и полупрозрачного электрода с соответствующими коэффициентами отражения R и R_0 .

силой $F_e(I_0) = p_e S$: $s(F_e) \approx 3(1 - \gamma^2) D^4 F_e / 16\pi E h^3$, где p_e — поверхностная плотность силы отдачи, действующей на КЭ с толщиной h , модулем Юнга E и коэффициентом Пуассона γ ; $S = \pi a^2$ — площадь сечения коллимированного лазерного пучка. Микромембрана — фотокатод — может иметь достаточно сложную структуру, состоящую из ряда эпитаксиальных слоев GaAs с общей толщиной $h \approx 2-3 \mu\text{m}$ [1], что обеспечивает практически полное поглощение ИК-излучения при $\lambda \leq 850 \text{ nm}$. Полупрозрачный анод может представлять собой, например, стеклянную пластину, покрытую тонкой пленкой золота (Au). Интенсивность излучения (I), падающего на КЭ, описывается выражением [6]:

$$I(I_0) = (1 - R_0) \left[1 + G^2 \sin^2 \left(\frac{2\pi d}{\lambda} \right) \right]^{-1} (1 - \sqrt{R_0 R})^{-2} I_0, \quad (1)$$

где

$$G = 2\sqrt{R_0 R} (1 - \sqrt{R_0 R})^{-1},$$

I_0 — интенсивность когерентного (лазерного) излучения, падающего на МОEMS, $d = d_0 + s(F_e)$. В результате интенсивность излучения, проходящего через МОEMS, имеет нелинейный характер:

$$I_T(I_0) = (1 - R)\eta I(I_0),$$

где $\eta \ll 1$ — коэффициент пропускания фотокатода (КЭ). Максимальная нелинейность NFPC достигается в условиях „квadrатуры“ интерферометра, реализующихся при значениях исходной базы $d_k = k\lambda/4 + \lambda/8$, $k = 1, 2, 3, \dots$, которые при $k \gg 1$ обеспечивают необходимую оптическую добротность резонатора.

Фотоэлектронная эмиссия (рис. 2), несмотря на кажущуюся простоту единичного акта фотоэффекта, в условиях освещения поверхности тела интенсивным модулированным излучением имеет достаточно сложный характер [7,8]. В отличие от газа незаряженных частиц электронный газ способен удержаться и находиться вблизи внешней поверхности тела, так как в результате фотоэмиссии тело заряжается положительно и силы притяжения электронов к нему обуславливают наличие электронного облака с объемным зарядом (ОЗ). Распределения основных величин — электрического потенциала $\varphi(z)$, потенциальной энергии $V(z) = e\varphi(z)$, скорости $v(z)$, плотности фотоэлектронов $n(z)$ и их потока $J(z)$ — в межэлектродном пространстве (в области ОЗ) зависят от ряда факторов: характеристик фотокатода и оптического излучения с энергией фотонов $\epsilon_f = hc/\lambda$, возбуждающих фотоэмиссию; конфигурации электродов (фотокатода, анода); граничных условий [7–9]. В стационарных режимах в силу закона сохранения энергии $k + V = k_0 = \text{const}$ анода достигают лишь быстрые, $k_0 > V_m$ фотоэлектроны, способные преодолеть потенциальный барьер V_m (рис. 2, *b*), которые создают электрический ток (I_a) через ВД с плотностью потока фотоэлектронов вблизи анода $j_a = I_a/eS$, e — заряд электрона; k_0 и k — кинетическая энергия фотоэлектрона вблизи фотокатода и в области ОЗ соответственно.

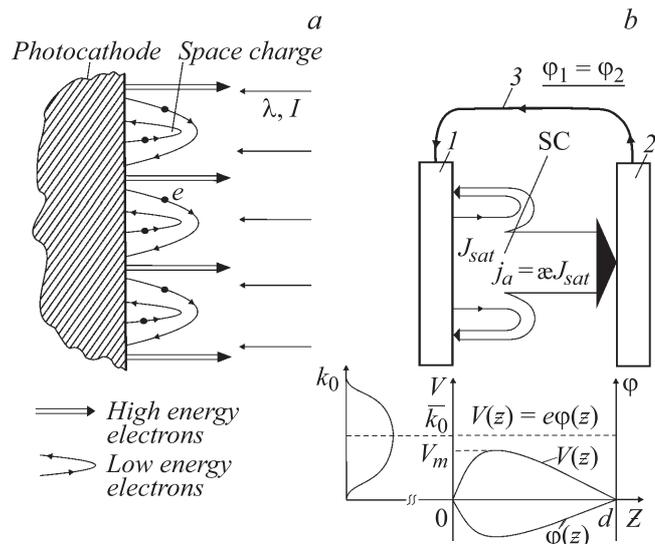


Рис. 2. *a* — схема фрагмента фотокатода, освещаемого равномерно непрерывным оптическим излучением; *b* — структура потоков фотоэлектронов и распределение (качественное) электрического потенциала в межэлектродном пространстве МОEMS: фотокатод (1), эквипотенциальный аноду (2), и электрический проводник (3).

Движение остальной части фотоэлектронов является финитным: после отражения от потенциального барьера они возвращаются обратно на фотокатод (рис. 2, а) и, таким образом, не вносят вклада в ток через ВД. В связи с этим отметим существенную немонотонность фотоэлектронов, эмитируемых фотокатодом (GaAs) с работой выхода $A \approx 1.2 \text{ eV}$ [1,2], максимальная энергия (k_m) и скорость (v_m) которых, согласно закону Эйнштейна, составляют $k_m = mv_m^2/2 = \varepsilon_f - A$ (m — масса электрона). Плотность потока насыщения, составляющая $J_{sat} = (1 - R)YI/\varepsilon_f$, в соответствии с уравнением неразрывности приводит к концентрации вблизи фотокатода $n_0 = J_{sat}/\bar{v}_{0z}$, где $\bar{v}_{0z} = \langle v_{0i} \cos \theta_i \rangle$ — z -компонента средней скорости, причем $\bar{v}_0 = \langle v_{0i} \rangle \approx 0.6v_m$. Ввиду малого углового разброса ($\theta_i \leq 0.2$) полагаем $\bar{v}_{0z} \approx \bar{v}_0$ (точность 2%).

Результирующая поверхностная плотность силы $p_e = f_z + g_z$ состоит из двух слагаемых: z -компоненты плотности силы отдачи f_z , которая обусловлена суммарной плотностью импульса отдачи фотоэлектронов (с учетом финитного движения), и плотности силы $g_z = \sigma E_0/2$, обусловленной электрическим полем ОЗ (с напряженностью E_0), действующим на фотокатод с поверхностной плотностью заряда $\sigma = \varepsilon_0 E_0$, ε_0 — электрическая постоянная. Необходимые для расчетов f_z , g_z величины ($n(z)$, $\varphi(z)$, $J(z)$ и др.) можно определить с помощью методов, разработанных в [7–9]. Однако из-за сложного характера реальной функции распределения фотоэлектронов по скоростям (ФР) [1,2] это требует проведения сложных численных расчетов, которые в силу большого числа степеней свободы системы не позволяют в полной мере решить основную задачу — установить аналитическую зависимость эффективности данного механизма возбуждения колебаний от основных параметров системы. В связи с этим нами предложен упрощенный способ оценки силы отдачи F_e , основанный на приближенном рассмотрении тока через ВД в виде череды отдельных актов переноса дискретных порций зарядов (q_k) — сгустков фотоэлектронов с фотокатода на анод. Эти переносы происходят благодаря „инерционному“ движению фотоэлектронов, вызванному их начальным импульсом, приводящим к импульсу силы отдачи f_{zk} . Если период импульсов $T > \tau_{rel}$ (τ_{rel} — время релаксации в МОEMS), то после каждого отдельного акта переноса заряда система возвращается в исходное состояние без какого-либо ОЗ в межэлектродном пространстве. Важно отметить, что анода достигает лишь часть порций зарядов — быстрые фотоэлектроны, способные преодолеть потенциальный барьер, созданный зарядами-„изображениями“, индуцированными на электродах при прохождении порций зарядов в межэлектродном пространстве. Средняя сила отдачи $F_e = \langle f_{zk} \rangle$, действующая на облучаемый участок КЭ, определяется полным потоком импульса, переносимым фотоэлектронами на анод: $F_e = P_e = \langle j_{ai} \mathbf{m} v_{ai} \rangle S$, где $j_{ai} = n_{ai} v_{ai}$ — плотность потока i -й группы электронов, достигающих анода со скоростью v_{ai} .

Замена v_{ai} на \bar{v}_0 с учетом соотношения для средних скоростей $\bar{v}_{ai} > \bar{v}_0$ приводит к оценке снизу для фотоиндуцированной силы: $F_e > F_{min} = I_a \bar{m} \bar{v}_0 / e$, при этом задача сводится к расчету максимального тока через ВД подробно рассмотренному в работе [9]. С учетом существенной немонотонности фотоэлектронов $|v_{0i} - \bar{v}_0|/\bar{v}_0 \leq 0.3$ и результатов численных исследований [10], получим $I_a \approx \chi I_{SCL}$, где I_{SCL} — порог Бурсиана для пучка с параметрами \bar{v}_0 , J_{sat} , n_0 ; $\chi \leq 1$ — коэффициент, зависящий от свойств ФР. При оптимальных d_0 и λ , определяемых из соотношений $d_0 = 4L_D/3 = 25\lambda/8$ (где $L_D = (2\varepsilon_0 \bar{k}_0 / n_0 e^2)^{1/2}$ — пучковая длина дебаевской экранировки [9]), с учетом $|v_{0i} - \bar{v}_0|/\bar{v}_0 \leq 0.3$ получим оценку величины $\chi \approx 0.4$. Используя формулу для силы давления света на фотокатод $F_p = (1 + R)IS/c$ (сонаправленной с F_e), выражение для фотоиндуцированной силы можно представить в виде

$$F_{min} = (1 - R)\chi Y m c \bar{v}_0 ((1 + R)\varepsilon_f)^{-1} F_p. \quad (2)$$

Для GaAs-фотокатодов с характеристиками $Y = 30\%$, $R = 0.3$ [1,2] при допустимых параметрах МОEMS ($I_0 = 1.5 \cdot 10^6 \text{ W/m}^2$, $\varepsilon_f = 1.5 \text{ eV}$ ($\lambda \approx 820 \text{ nm}$), $R_0 = 0.5$, $a = 20 \mu\text{m}$, $I_0 S \approx 2 \text{ mW}$) в соответствии с (2) получим $F_{min} \approx 15F_p$, откуда следует, что фотоэлектронная эмиссия в качестве механизма возбуждения колебаний может быть значительно более эффективной, чем давление света: $F_e \gg F_p$. Стационарное значение F_e может быть использовано также в случае модулированного излучения, если длительность импульсов $\tau > \tau_{rel} \approx (\tau_0^2 + \tau_{opt}^2 + \tau_{RC}^2)^{1/2}$, где τ_{opt} , τ_{RC} — время установления оптической моды в NFPC и длительность переходных процессов во внешней цепи с фотокатодом и анодом, которые уподобляются конденсатору, $\tau_0 \approx \sigma/eJ_{sat} \approx 2L_D/\bar{v}_0$ — время формирования ОЗ вблизи фотокатода. В МОEMS с ППЭ в виде тонкой ($\sim 10 \text{ nm}$) пленки золота с сопровложением между центрами фотокатода и анода $\sim 10 \Omega$ (при $D = 1 \text{ mm}$) имеем $\tau_{opt} \ll \tau_{RC} \leq \tau_0$, откуда $\tau_{rel} \approx \tau_0 \approx 20 \text{ ps}$. В результате верхняя граничная частота колебаний силы F_e может достигать $f_{max} \approx \frac{1}{2\tau_{rel}} \approx 25 \text{ GHz}$.

В заключение отметим следующее: с учетом того, что ВД по существу представляет собой колебательную систему [11], свойства МОEMS определяются взаимодействием трех существенно разных по своей природе резонаторов: электронного (ВД); оптического (NFPC) и механического (MOMRS), что может приводить к интересной нелинейной динамике, зависящей от соотношений между их собственными частотами. Это открывает новые возможности для создания на основе МОEMS быстродействующих оптических функциональных элементов (модуляторов, переключателей и др.), управляемых оптическим излучением.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках Госзаказа.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] *Zhang Y, Jiao G.* // *Advances in photodetectors — research and applications.* IntechOpen, 2019. Ch. 4.
DOI: 10.5772/intechopen.80704
- [2] *Karkare S., Dimitrov D., Schaff W., Cultrera L., Bartnik A., Liu X., Sawyer E., Esposito T., Bazarov I.* // *J. Appl. Phys.* 2013. V. 113. P. 104904.
- [3] *Springer handbook of nanotechnology* / Ed. B. Bhushan. 4th ed. Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2017. 1671 p.
- [4] *Okamoto H., Watanabe T., Ohta R., Onomitsu K., Gotoh H., Sogawa T., Yamaguchi H.* // *Nature Commun.* 2015. V. 6. P. 8478. DOI: 10.1038/ncomms9478
- [5] *Cavity optomechanics. Nano- and micromechanical resonators interacting with light* / Eds M. Aspelmeyer, T.J. Kippenberg, F. Marquardt. Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2014. 353 p.
- [6] *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с.
- [7] *Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В.* Эмиссионная электроника. М.: Наука, 1966. 564 с.
- [8] *Резников Б.И., Субашиев А.В.* // *ЖТФ.* 2002. Т. 72. В. 5. С. 95–101.
- [9] *Кузнецов В.И., Эндер А.Я.* // *ЖТФ.* 2013. Т. 83. В. 12. С. 1–10.
- [10] *Алешин И.М., Кузьменков Л.С.* // *Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия.* 1994. Т. 35. № 2. С. 46–50.
- [11] *Kuznetsov V.I., Gerasimenko A.B.* // *J. Appl. Phys.* 2019. V. 125. P. 183301.