

ВЛИЯНИЕ ФОРМЫ ВОЗБУЖДАЮЩИХ ИМПУЛЬСОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА НА ПОРОГ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРНОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ МИШЕНИ

А. С. Насибов, В. Г. Баграмов, К. В. Бережной,
Ю. В. Плохинский, И. Д. Тасмагулов

Рассмотрена зависимость пороговой интенсивности электронного пучка (ЭП) от формы и длительности импульсов при возбуждении генерации в лазерной полупроводниковой мишени (ПМ). Показано, что в случае синусоидальной формы импульса возбуждения минимальное значение пороговой интенсивности ЭП может быть достигнуто до окончания импульса. Рассмотрена возможность уменьшения пороговой интенсивности ЭП и длительности лазерного излучения при возбуждении ПМ углом высокочастотных импульсов ЭП. Полученные результаты могут быть использованы при расчете пороговой интенсивности ЭП, для возбуждения генерации субнаносекундных импульсов лазерного излучения за время $t \leq \tau$, где τ – время жизни неравновесных носителей заряда в ПМ.

Ключевые слова: электронный пучок, полупроводниковая мишень, лазер.

При возбуждении электронным пучком (ЭП) полупроводниковой мишени (ПМ) лазерного вакуумного диода (ЛВД) пороговая концентрация n неравновесных носителей заряда (ННЗ) достигает значения $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В этом случае, в пикосекундном диапазоне ($10^{-10} - 10^{-11} \text{ с}$), требуемая плотность мощности возбуждающего импульса может превышать 10^8 Вт/см^2 . Современные средства накачки сильноточной электроники обеспечивают эти требования [1–3]. В данной работе рассматривается влияние формы возбуждающего импульса ЭП на изменение концентрации ННЗ и пороговой интенсивности ЭП. От величины концентрации зависит коэффициент оптического усиления.

Генерация возникает после компенсации усилением всех потерь в оптическом резонаторе ПМ. Зависимость коэффициента усиления от концентрации ННЗ рассмотрена в ряде теоретических работ. Наилучшее совпадение с экспериментальными данными нами получено [4, 5] при использовании результатов, приведенных в [6]. Форма импульса тока ЭП в ЛВД с катодом, работающим в режиме взрывной эмиссии, зависит от ряда параметров: давления газа, расстояния катод–анод, материала катода. Как показывают эксперименты, форма импульсов тока в диапазоне $10^{-10} - 10^{-9}$ с может меняться от близкой к прямоугольной до синусоидальной [7]. Возбуждение полупроводниковой мишени электронным пучком, без учета переходных процессов на переднем и заднем фронтах возбуждающего прямоугольного импульса, ранее было рассмотрено в [8]. Было показано, что для оценки изменения концентрации неравновесных носителей заряда в таком импульсном режиме можно воспользоваться формулой:

$$n(t) \approx G_m \tau (1 - e^{-t/\tau}), \quad (1)$$

где $G_m = \frac{I_{em} k_1}{z_a q E_g}$ – объемная скорость генерации ННЗ; I_{em} – плотность мощности (интенсивность) ЭП; k_1 – коэффициент, учитывающий энергию ЭП, поглощенную в возбужденном объеме; z_a – эффективная глубина проникновения ЭП; $q \approx 1.6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд электрона; $E_g \approx 3\Delta$ – энергия, затрачиваемая на образование электронно-дырочной пары; Δ – ширина запрещенной зоны полупроводника в эВ; τ – время жизни ННЗ. В данном случае было принято, что скорость изменения концентрации G_m во времени постоянна. Однако при возбуждении ПМ ультракороткими импульсами, длительность которых сравнима или значительно меньше τ , особый интерес приобретает учет переходных процессов на переднем и заднем фронтах импульсов. Исходное уравнение баланса в этом случае:

$$\frac{dn(t)}{dt} = G(t) - \frac{n(t)}{\tau}. \quad (2)$$

В результате общего решения неоднородного уравнения (2) получаем:

$$n(t) = e^{-t/\tau} \int G\left(\frac{t}{\tau}\right) e^{t/\tau} dt. \quad (3)$$

Уравнение (3) определяет изменение концентрации ННЗ во времени с учетом потерь на спонтанное излучение при разных режимах возбуждения ПМ. Для удобства дальнейшего анализа перейдем к относительным единицам, умножим и разделим текущую координату уравнения (3) на длительность импульса t_d и введем обозначения $x = \frac{t}{t_d}$ и

$t_0 = \frac{t_d}{\tau}$, тогда:

$$n(x) = e^{-t_0 x} \tau t_0 \int G(x) e^{t_0 x} dx. \quad (4)$$

При прямоугольной форме импульса возбуждения, без учета длительности переднего и заднего фронтов импульса ($G_m = \text{const}$), формула (4) приобретает вид:

$$n(x) \approx G_m \tau (1 - e^{-t_0 x}). \quad (5)$$

При $t_0 = 1$ уравнение (5) совпадает с частным случаем, который описывается уравнением (1). Пороговую величину концентрации ННЗ n , при которой начинается генерация, обозначим n_{th} . Заметим, что пороговая концентрация для большинства полупроводниковых лазеров с возбуждением ЭП при $T = 300$ К $n_{\text{th}} = 10^{18} - 10^{19}$ см⁻³. Очевидно, что с уменьшением длительности импульса для достижения n_{th} необходимо увеличивать интенсивность возбуждающего ЭП. Пороговая интенсивность достигается, когда в конце импульса возбуждения ($t_d = \tau$) достигается концентрация носителей n_{th} . Обозначим такую интенсивность $I_{0\text{th}}$. При увеличении интенсивности ЭП возникновение генерации лазерного излучения должно перемещаться во времени от конца к началу импульса возбуждения, т.е. задержка начала генерации должна уменьшаться. С учетом (4), условия $n_{\text{th}} = \text{const}$ и зависимости G от интенсивности ЭП имеем:

$$I_{\text{th}}(x) = I_{0\text{th}}(1 - e^{-t_0 x})^{-1}. \quad (6)$$

Формула (6) позволяет определить примерную величину пороговой интенсивности I_{th} в интервале от 0 до t_d при прямоугольной форме импульса возбуждения. С уменьшением x пороговая интенсивность $I_{\text{thp}}(x)$ возрастает. Например, при $t_0 = 1$ и $x = 0.1$ порог генерации возрастает примерно в 10 раз. Рассмотрим теперь изменение концентрации и пороговой интенсивности при синусоидальной форме импульсов возбуждения. Изменение концентрации ННЗ, в этом случае, без учета потерь определяется уравнением:

$$n_{s0} = G_m t_d \int \sin \pi x dx = G_m t_d \frac{2}{\pi} \left(\frac{1 - \cos \pi x}{2} \right), \quad (7)$$

подставляя $t_d = \tau t_0$, получаем:

$$n_{s0}(x) = \frac{2}{\pi} G_m \tau t_0 \left(\frac{1 - \cos \pi x}{2} \right), \quad (8)$$

при $t_0 = x = 1$ максимальная концентрация ННЗ:

$$n_{s0\text{max}} = \frac{2}{\pi} G_m \tau. \quad (9)$$

Из (9) следует, что для достижения пороговой концентрации $n_{\text{th}} = G_m \tau$, при возбуждении синусоидальным импульсом, объемная скорость генерации G_m должна быть увеличена в $\pi/2$ раза. Окончательно, для импульса синусоидальной формы с энергией, равной энергии импульсу прямоугольной формы, без учета потерь на спонтанное излучение имеем:

$$n_s(x) = G_m \tau t_0 \left(\frac{1 - \cos \pi x}{2} \right). \quad (10)$$

Очевидно, что в этом случае максимальные концентрации n ($t_0 = x = 1$) при возбуждении импульсами различной формы, но равной энергии равны:

$$n_{s\text{max}}(x) = n_{0\text{max}}(x) \approx G_m \tau. \quad (11)$$

Рассмотрим теперь случай с учетом потерь на спонтанное излучение

$$n_s(x) = G_m \frac{\pi}{2} \tau t_0 e^{-t_0 x} \int e^{t_0 x} \sin \pi x dx. \quad (12)$$

Решая уравнение (12), получаем:

$$n_s(x) = G_m \frac{\pi}{2} \tau t_0 \frac{\pi}{t_0^2 + \pi^2} \left(\frac{t_0}{\pi} \sin \pi x - \cos \pi x + e^{-t_0 x} \right). \quad (13)$$

Преобразуя (13), окончательно имеем:

$$n_s(x) = G_m \tau t_0 \frac{0.5}{\frac{t_0^2}{\pi^2} + 1} \left(\frac{t_0}{\pi} \sin \pi x - \cos \pi x + e^{-t_0 x} \right). \quad (14)$$

Заметим, что максимум $n_s(x)$ достигается несколько раньше окончания импульса возбуждения. При $t_0 = x = 1$ получаем $n_s = 0.6 G_m \tau$. Таким образом, для достижения порогового уровня $G_m \tau$ полученная по формуле (14) концентрация ННЗ должна быть увеличена примерно в 1.6 раза. Соответственно, пороговая интенсивность $T_{\text{ths}}(x)$ для синусоидальной формы импульса:

$$I_{\text{ths}}(x) = \frac{I_{0\text{ths}}}{t_0 \frac{0.5}{\left(\frac{t_0}{\pi}\right)^2 + 1} \left(\frac{t_0}{\pi} \sin \pi x - \cos \pi x + e^{-t_0 x} \right)}. \quad (15)$$

На рис. 1 в относительных единицах $n = \frac{n(x)}{G_m \tau}$ приведены графики изменения концентрации ННЗ при возбуждении ПМ прямоугольным и синусоидальным импульсами с равной энергией для двух значений $t_0 = 1$ и $t_0 = 2$.

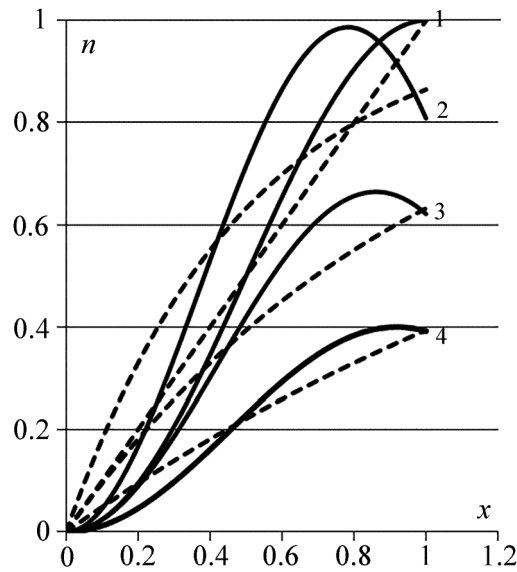


Рис. 1: Изменение концентрации $n(x)$ в относительных единицах $\left(x = \frac{t}{t_d}\right)$. Сплошные кривые – импульсы синусоидальной формы. Штрихи – импульсы прямоугольной формы. 1 – без учета потерь на спонтанное излучение; 2 – $t_0 = 2$; 3 – $t_0 = 1$; 4 – $t_0 = 0.5$.

Уровень 1 соответствует пороговой концентрации $G_m\tau$. В случае возбуждения импульсом прямоугольной формы максимальное значение n достигается в конце импульсов возбуждения и составляет $\sim 63\%$ от пороговой концентрации при $t_0 = 1$ и $\sim 86\%$ при $t_0 = 2$. При синусоидальной форме импульсов максимальное значение n достигается до окончания длительности импульсов возбуждения и составляет 67% ($t_0 = 1$) и 98% ($t_0 = 2$). Такое увеличение n объясняется учетом переходных процессов на переднем и заднем фронтах импульсов возбуждения. Зависимости пороговой интенсивности от x в относительных единицах $A_{th} = \frac{I_{th}(x)}{I_{0th}}$ для импульсов возбуждения прямоугольной и синусоидальной формы при $t_0 = 1$ и $t_0 = 2$ приведены на рис. 2.

Видно, что с уменьшением длительности быстро увеличивается пороговая интенсивность, и при значениях $x \leq 0.1$ может превышать минимальное значение более чем в 10 раз. Очевидно, что в этом диапазоне для достижения порога генерации желательно использовать импульсы, по форме близкие к прямоугольным. Формирование таких импульсов в диапазоне $10^{-10} - 10^{-9}$ с удалось достигнуть на установке РАДАН [5, 9, 10]. Дальнейшее уменьшение длительности и увеличение интенсивности импульса возбуждающего ЭП в пикосекундном диапазоне ограничены предельными параметра-

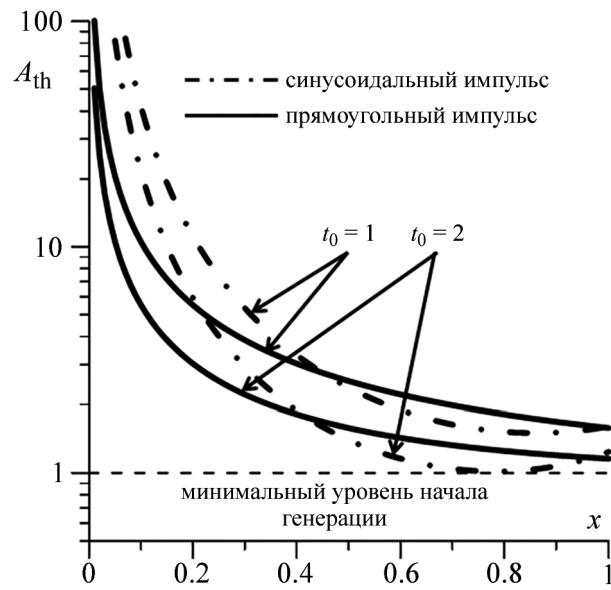


Рис. 2: Зависимость пороговой интенсивности электронного пучка A_{th} от x при $t_0 = 1$ и $t_0 = 2$ для синусоидального и прямоугольного импульсов.

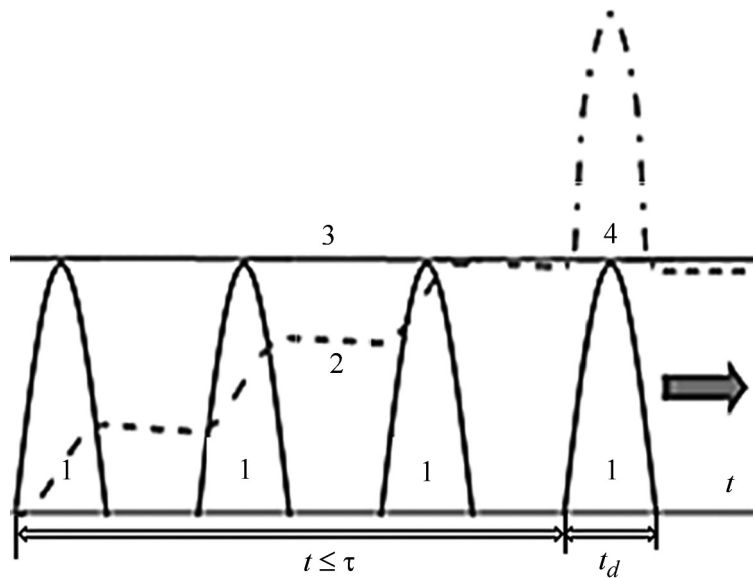


Рис. 3: Формирование импульсов лазерного излучения при высокочастотном возбуждении ПМ импульсами электронного пучка. 1 – последовательность ВЧ импульсов возбуждения ПМ; 2 – нарастание концентрации ННЗ; 3 – уровень пороговой концентрации; 4 – генерация лазерного излучения при превышении пороговой концентрации.

ми сильноточных электрофизических установок. Решение этой задачи возможно путем возбуждения ПМ высокочастотным цугом импульсов ЭП за время $t \leq \tau$ до порогового уровня, с последующей генерацией лазерного излучения. Диаграмма, поясняющая принцип формирования интенсивных импульсов лазерного излучения, возбуждаемого высокочастотным цугом импульсов электронного пучка, приведена на рис. 3.

Пунктирная кривая иллюстрирует динамику накопления n до порога генерации. После достижения пороговой концентрации резко уменьшается время жизни неравновесных носителей заряда и в оптическом резонаторе ПМ возникает генерация лазерного излучения. Меняя длительность и частоту повторения импульсов возбуждения, можно менять форму импульсов лазерного излучения. Экспериментально эта возможность подтверждена в работах [4, 5, 7]. Полученные результаты могут быть использованы при возбуждении электронным пучком генерации лазерного излучения в субнаносекундном диапазоне.

Работа выполнена в рамках программы № 6 Президиума РАН.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Г. А. Месяц, *Импульсная энергетика и электроника* (М., Наука, 2004).
- [2] Г. А. Месяц, М. И. Яландин, УФН **175**(3), 225 (2005).
- [3] А. С. Насибов, К. В. Бережной, П. В. Шапкин и др., ПТЭ, № 1, 75 (2009). DOI: 10.1134/S0020441209010102.
- [4] А. С. Насибов, В. Г. Бережной, М. Б. Бочкарев и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **45**(12), 3 (2018). DOI: 10.3103/S1068335618040036.
- [5] М. И. Яландин, М. Б. Бочкарев, С. А. Шунайлов и др., Приборы и техника эксперимента, № 5, 100 (2017). DOI: 10.7868/S0032816217050135.
- [6] R. F. Nabiev, Yu. M. Popov, *Laser – cathode ray tubes*. N.Y.: Nova Science Publishers, Inc., **221**, 1 (1996).
- [7] А. С. Насибов, К. В. Бережной, И. Д. Тасмагулов и др., ПТЭ, № 6, 76 (2019). DOI: 10.1134/S002044121905021X.
- [8] О. В. Богданкевич, С. А. Дарзбек, П. Г. Елисеев, *Полупроводниковые лазеры* (М., Наука, 1976).
- [9] А. С. Насибов, К. В. Бережной, М. Б. Бочкарев и др., Квантовая электроника **44**(3), 201 (2014). DOI: 10.1070/QE2014v044n03ABEH000000.

- [10] V. G. Shpak, M. R. Oulmascoulov, S. A. Shunailov, M. I. Yalandin, XIII IEEE Int. Pulsed Power Conference. Monterey. California USA **2**, 692 (1999), D 5.

Поступила в редакцию 10 марта 2020 г.

После доработки 16 апреля 2020 г.

Принята к публикации 17 апреля 2020 г.