

УДК 538 56

О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПАРАМЕТРОВ ГЕНЕРАЦИИ ГАННА

М. С. Ковнер, Д. Г. Павельев, Е. И. Шкелев

В статье приведены результаты исследования зависимости частоты и мощности генерации Ганна от температуры. В отличие от ряда работ, посвященных исследованию этого вопроса, измерения параметров генерации производились в условиях максимальной выходной мощности, обеспечивающей перестройкой коаксиального резонатора, в который помещался образец из GaAs.

Как известно, параметры генераторов, работающих на диодах Ганна, в значительной мере определяются внешними условиями: напряжением смещения, температурой и др. [1, 2].

В настоящей работе исследуется температурная зависимость частоты и мощности импульсного генератора в режиме ганновской генерации. Диоды были изготовлены из монокристаллического арсенида галлия (GaAs) с концентрацией доноров $n_d \gtrsim 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При длине образцов $L = 100 \text{ мк}$ величина $n_d L \gtrsim 10^{13} \text{ см}^{-2}$; кроме того, период колебаний $\tau \sim 10^{-9} \text{ сек}$ был значительно больше времени установления домена ($\tau_{\text{уст}} = 10^{-10} \div 10^{-11} \text{ сек}$) и, следовательно, иные виды неустойчивости (например, волны пространственного заряда) не возникали. Импульсная мощность, снимаемая с генератора, и амплитуда высокочастотного напряжения на диоде не превышали соответственно 2 вт и 10 в . Напряжение смещения равнялось 70 в , что более чем в два раза превышало пороговое. При этих условиях высокочастотное поле резонатора не могло существенно повлиять на время и скорость зарождения домена сильного поля, а следовательно, и на частоту генерации.

1. Частота генерации при максимальной выходной мощности в рассматриваемом случае совпадает с пролетной частотой диода

$$f_{\text{пр}} = v_d/L, \quad (1)$$

где v_d — скорость дрейфа домена сильного поля, которую можно принять равной средней скорости электронов нижней долины зоны проводимости GaAs

$$v_e = \mu E_0, \quad (2)$$

μ — подвижность носителей тока, E_0 — напряженность электрического поля вне домена. В предположении максвелловского распределения электронов и при учете рассеяния лишь на продольных оптических фононах частоты ω_l имеем [3]

$$\mu = \frac{2^{7/2} T^{1/2}}{3\pi^{1/2} m^{1/2} E_{p_0}} \frac{\exp(\hbar \omega_l/T_0) - 1}{\exp(\hbar \omega_l/T_0) + 1}, \quad (3)$$

T_0 , T_e — соответственно решеточная и электронная температуры, m — эффективная масса электрона нижней долины. E_{p_0} — эффективное поле, характеризующее электрон-фононное взаимодействие. Согласно [3] $E_{p_0} =$

$= 5,95 \cdot 10^3 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1}$, $\hbar\omega_l = 0,036 \text{ эв}$, $m = 0,072 m_0$, m_0 — масса свободного электрона.

Температура электронов в принятом приближении зависит от напряженности поля [4]:

$$T_e = T_0 + \frac{2}{3} \tau_T v_d e E_0, \quad (4)$$

где τ_T — время тепловой релаксации, e — заряд электрона, T_0 — температура решетки, зависящая от рассеиваемой на образце мощности источника питания.

Полученная из (1) — (4) зависимость пролетной частоты $f_{пр}$ от температуры решетки T_0 приведена на рис. 1 (кривая 1). В вычислениях τ_T принималось равным $3 \cdot 10^{-12} \text{ сек}$ [3]; поле вне домена $E_0 = 1,5 \text{ кв} \cdot \text{см}^{-1}$ считалось не зависящим от T_0 . Последнее предположение оправдано, если напряжение смещения значительно выше порогового.

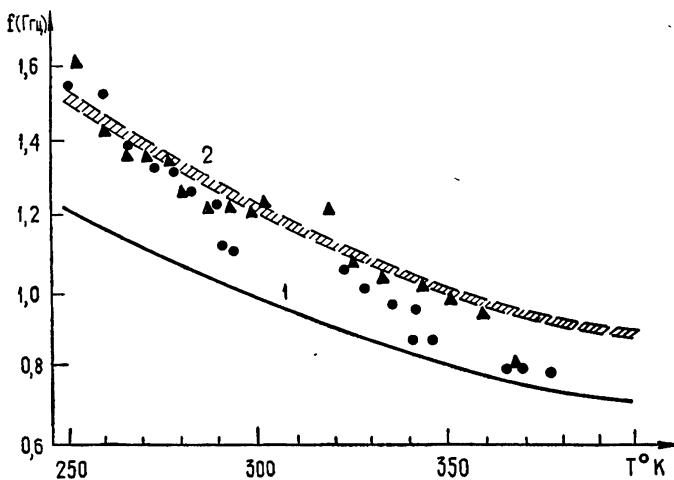


Рис. 1.

При расчете температурной зависимости частоты генерации мы полагаем, что скорость дрейфа домена совпадает со средней скоростью электронов вне домена и что последняя, в свою очередь, определяется в основном рассеянием электронов на продольных оптических фононах. Эти предположения справедливы, вообще говоря, лишь приближенно. Так, на подвижность электронов нижней долины зоны проводимости может влиять рассеяние на акустических фононах и пространственных неоднородностях образца. Первое, как известно, не существенно при полях ниже порогового. Что касается второго, то оно приводит к добавлению дополнительного слагаемого Δf к частоте генерации и оказывает заметное влияние на ее зависимость от температуры, когда интервал изменения T_0 больше или близок к T_e . Во всех остальных случаях рассеяние на пространственных неоднородностях дает несущественную поправку к температурной зависимости частоты генерации.

Приведенное выражение (3) для подвижности электронов завышает роль оптических фононов в области низких энергий ($\varepsilon \ll \hbar\omega_l$), где электроны рассеиваются в основном на примесях. Однако вклад медленных электронов в проводимость образца сравнительно невелик ввиду малой плотности состояний, поэтому мы используем выражение (3) на всем интервале энергий.

При достаточно высокой напряженности поля в домене возможны

появление электронно-дырочных пар вследствие ударной ионизации, а также захват электронов в отрицательно заряженные ловушки примеси (например, Cu^- , Cu^{2-}). В этих условиях скорость домена может отличаться от скорости дрейфа электронов вне его. Однако существенного влияния на исследуемую температурную зависимость частоты генерации эти явления оказать не могут, поскольку вызванное ими изменение пролетной частоты значительно меньше, чем полученный в работе диапазон изменения частоты генерации.

Результаты измерений частоты генерации (при настройке резонатора на наибольшую мощность) для двух диодов представлены отдельными точками на рис. 1. Экспериментальные значения $f_{\text{пр}}$ оказались выше расчетных (кривая 1) во всей области температур (250—380°K). Мы предполагаем, что это связано с тем, что домены зарождаются в непосредственной близости от катода, а на некотором расстоянии от него. Последнее должно привести к уменьшению размеров активной области образца и, следовательно, к увеличению пролетной частоты диода.

Среднее значение сдвига области зарождения дипольного слоя можно оценить по ширине линии осцилляции диода. На рис. 2 приведены графики зависимости средней мощности генерации от настройки резонатора для трех диодов. Принимая нормальный закон распределения времени пролета, для средней частоты пролета имеем

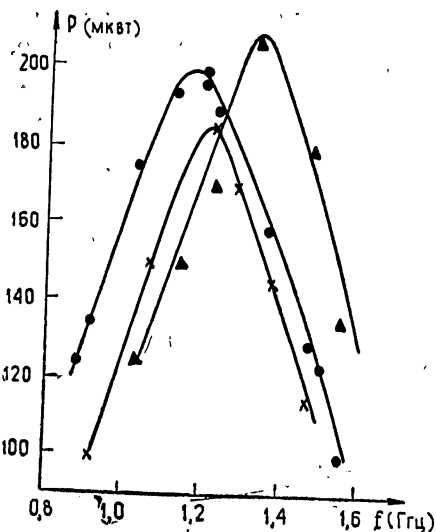


Рис. 2.

$$\langle f \rangle = f_{\text{пр}} \frac{1}{1 - \sqrt{\langle \Delta l^2 \rangle} / L_d} \quad (5)$$

Здесь $\sqrt{\langle \Delta l^2 \rangle} / L_d$ находится из соотношения

$$\frac{\sqrt{\langle \Delta l^2 \rangle}}{L_d - \sqrt{\langle \Delta l^2 \rangle}} \approx \frac{\Delta f}{2f_{\text{max}}} \approx \frac{f_{\text{max}} - f_{0,5}}{2f_{\text{max}}}$$

f_{max} , $f_{0,5}$ — частоты, отвечающие соответственно максимальной мощности и мощности на уровне 0,5; $\langle \Delta l^2 \rangle$ — среднеквадратичное отклонение длины активной области от ее среднего значения. В условиях опыта $\Delta f / f_{\text{max}} = 0,45 \div 0,55$, а

$$\langle f \rangle = (1,2 \div 1,25) f_{\text{пр}}$$

На рис. 1 область значений $\langle f \rangle$ представлена заштрихованной полосой.

Основанием для описанных представлений является следующее. Частота исследуемого генератора зависит как от параметров самого диода, так и от параметров его нагрузки — резонатора. Для выбранного в работе напряжения смещения высокочастотное поле резонатора не могло оказать существенного влияния на момент зарождения домена, так как время диэлектрической релаксации $\tau_d \approx 10^{-12}$ значительно меньше периода автоколебаний. В свою очередь, время нарастания домена, определяемое отношением ε / σ_d , где ε — диэлектрическая проницаемость образца GaAs, а σ_d — отрицательная дифференциальная проводимость, есть величина порядка 10^{-11} . Все это позволяет считать, что частота

и спектр генерируемых колебаний определяются в основном резонансной цепью. Что же касается зависимости генерируемой мощности от настройки резонатора, то вследствие указанных выше причин ее вид определяется спектром осцилляций диода. При этом необходимо, чтобы ширина полосы пропускания резонатора была много меньше ширины спектра осцилляций диода. В нашем случае добротность $Q \approx 10$ и это требование выполняется.

2. Экспериментально наблюдался рост средней мощности генератора с увеличением T_0 в исследованном интервале температур (рис. 3, кривые 1, 2). При этом резонатор с изменением T_0 перестраивался на максимальную мощность, когда частота генерации определяется пролетным временем диода. Увеличение мощности, очевидно, связано с ростом концентрации носителей.

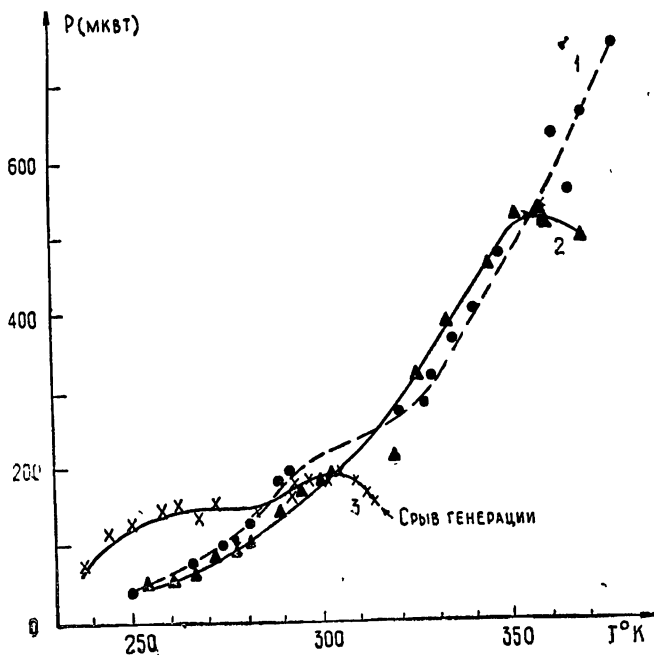


Рис. 3.

Иная картина имеет место, если настройка резонатора фиксирована. Тогда с ростом температуры по мере удаления пролетной частоты от собственной частоты резонатора может наступить уменьшение мощности или даже срыв генерации (рис. 3, кривая 3).

Авторы признательны А. М. Белянцеву за интерес к работе и обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Новые методы полупроводниковой СВЧ электроники (сб. статей), изд. Мир, М., 1968
2. J. V. Bott, H. R. Holliday, IEEE Trans., ED-14, 523 (1967).
3. E. M. Conwell, M. O. Vassel, Phys. Rev., 166, 797 (1968).
4. D. E. Mesumner, A. I. Chynoweth, IEEE Trans., ED-13, 4 (1966).

ON THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF GUNN'S GENERATION
PARAMETERS*M. S. Kovner, D. G. Pavel'ev, E. I. Shkelev*

The paper presents the results of investigating the temperature dependence of the frequency and power of Gunn's generation. Unlike some papers devoting to this problem, the generation parameters were measured under the conditions of the maximum output power provided by retuning the coaxial resonator in which GaAs sample was placed.
