

Физика

УДК 621.385.2.012

Ю. О. АВЕТИСЯН, А. А. БАРСЕГЯН, А. О. МАКАРЯН

ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ ОГРАНИЧЕНИЕ РАБОТЫ
 МОМ-ДИОДА

Показано, что учет поверхностного импеданса материала иглы МОМ-диода приводит к дополнительному ограничению его максимальной частоты работы.

В настоящее время в практике измерения лазерных частот ИК-диапазона широкое распространение получили металл-окисел-металл (МОМ)-диоды. Протекание тока в этих диодах связано в основном с туннелированием электронов сквозь тонкий (10—20 Å), слой окисла, и поэтому **нелинейная вольт-амперная характеристика** МОМ-диода сохраняется вплоть до частот $\sim \tau^{-1}$, где τ — время туннелирования электрона. Пользуясь оценкой работы [1], имеем $\tau \simeq 10^{-15}$ сек, т. е. **максимальная частота работы** МОМ-диода доходит до видимой части оптического диапазона.

Обычно с целью уменьшения емкости, шунтирующей туннельный переход, МОМ-диод выполняется в виде точечно-контактной системы. Во многих исследованиях (см., напр., [2]) показано, что система игла—подложка ведет себя как антенна, и эквивалентной схемой МОМ-диода является делитель напряжения, образованный сопротивлением излучения антенны и сопротивлением туннельного перехода с шунтирующей переход емкостью. Такое представление МОМ-диода справедливо на частотах $\omega \ll \tau_e^{-1}$, где τ_e^{-1} — частота столкновений электронов в материале антенны. Обычно игла МОМ-диода изготавливается из вольфрама ($\tau_e = 1,6 \cdot 10^{-13}$ сек [3]) и приведенное неравенство в ИК-диапазоне уже не выполняется. В этом случае в эквивалентную схему МОМ-диода необходимо ввести **внутренний импеданс антенны** Z_n обусловленный конечной проводимостью материала антенны (см. рис. 1).

Исследованию влияния внутреннего импеданса антенны на высокочастотный предел работы МОМ-диода посвящена настоящая работа.

Пользуясь результатами работы [3], внутренний импеданс проводочной антенны запишем в виде

$$Z_n = Z_s / F(kl), \tag{1}$$

где

$$Z_s = \frac{i\omega}{2\pi a} \sqrt{\frac{\mu_0 \tau_e}{\sigma_0} \left(1 - \frac{1}{\omega \tau_e}\right)}, \tag{2}$$

$$F(kl) = \frac{1 - \frac{\sin kl/2}{kl/2}}{\sin^2 kl}, \quad (3)$$

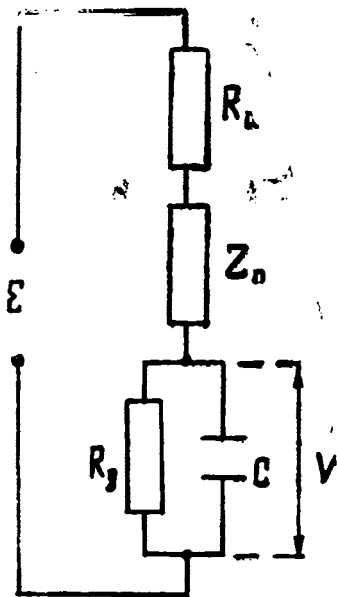


Рис. 1. Эквивалентная схема MOM-диода.

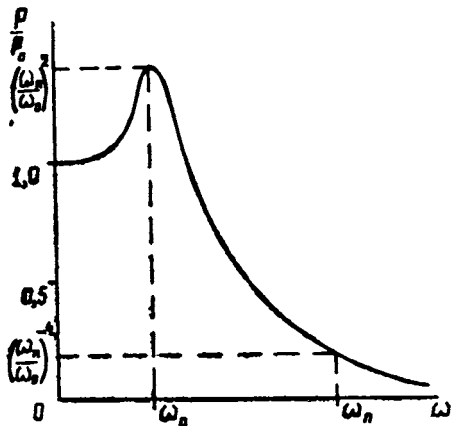


Рис. 2. Зависимость мощности, выделяемой на туннельном переходе MOM-диода, от частоты при $\omega_n \approx 3\omega_0$.

$k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, l — длина антенны, $\mu_a = \mu_0\mu$ — абсолютная магнитная проницаемость, a — радиус металлической проволоочки, σ_0 — проводимость материала проволоочки для постоянного тока.

В случае $\omega\tau_e \gg 1$ выражение (1) можно переписать в виде

$$Z_n = R_n + i\omega L_n, \quad (4)$$

где

$$R_n = \frac{l}{4\pi a} \sqrt{\frac{\mu_a}{\tau_e \sigma_0}} F(kl), \quad (5)$$

$$L_n = \frac{l}{2\pi a} \sqrt{\frac{\mu_a \tau_e}{\sigma_0}} F(kl). \quad (6)$$

Пользуясь этим, для мощности, выделяемой на туннельном переходе, получаем

$$P = \frac{|V|^2}{R_g} = \frac{\varepsilon^2}{R_g \left[\left(1 + \frac{R_c}{R_g} - \frac{\omega^2}{\omega_0^2} \right)^2 + \omega^2 \left(CR_c + \frac{L_n}{R_g} \right)^2 \right]}, \quad (7)$$

где $R_c = R_a + R_n$, $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_n C}}$. Здесь R_a — сопротивление излучения проволоочной антенны, и для оценки в дальнейшем можно воспользоваться выражением [4]

$$R_a = 60 \left(1,4 + \ln \frac{2l}{\lambda} \right). \quad (8)$$

В режиме слабого сигнала ток, детектированный МОМ-диодом, пропорционален мощности сигнала P , и поэтому анализ высокочастотных свойств МОМ-диода проведем, исследуя зависимость $P = P(\omega)$. В предыдущих работах [2, 5], в которых внутренний импеданс антенны не учитывался ($Z_n = 0$), при упрощающем предположении $R_g \gg R_a$ зависимость $P = P(\omega)$ имела вид

$$P = \frac{P_0}{1 + \left(\frac{\omega}{\omega_n} \right)^2}, \quad (9)$$

где $\omega_n = 1/R_a C$ — граничная частота, $P_0 = e^2/R_g$ — мощность, выделяемая на туннельном переходе при $\omega = 0$.

Отсюда делается вывод, что зависимость $P = P(\omega)$ начинает сказываться вблизи частот $\omega \simeq \omega_n$ и с ростом частоты мощность убывает по закону ω^{-2} . При учете внутреннего импеданса антенны ($Z_n \neq 0$) этот вывод оказывается неверным, особенно когда граничная частота $\omega_n \simeq 3\omega_0$. Действительно, если для простоты принять $R_c \simeq R_a \ll R_g$ и $C R_a \gg L_n/R_g$, выражение (7) примет вид

$$P = \frac{P_0}{\left| 1 - \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^2 \right|^2 + \left(\frac{\omega}{\omega_n} \right)^2}. \quad (10)$$

Отсюда видно, что при $\omega_n \simeq 3\omega_0$ зависимость $P = P(\omega)$ начинает сказываться вблизи частот $\omega \simeq \omega_0$ и при $\omega = \omega_0$ отношение $\frac{P}{P_0} \ll 1$ (см. рис. 2). На частотах выше ω_0 мощность P убывает по закону ω^{-4} .

Оценим отношение $\frac{P}{P_0}$ для МОМ-диода, предназначенного для работы на частоте излучения CO_2 -лазера ($f = \omega/2\pi = 30 \text{ ТГц}$). При длине $l = 55 \text{ мкм}$ и среднем радиусе вольфрамовой иглы $a = 750 \text{ \AA}$ имеем $F(kl) \simeq 1$ и $R_n = 38,5 \text{ Ом}$, $R_a = 227,8 \text{ Ом}$. Емкость C примем равной $C = 2,34 \cdot 10^{-17} \text{ Ф}$, т. е. такой, чтобы граничная частота $\omega_n = 1,88 \cdot 10^{14} \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1}$ совпадала с частотой CO_2 -лазера. При выбранных размерах вольфрамового острья из (6) имеем $L_n = 1,16 \cdot 10^{-11} \text{ Гн}$ и, следовательно, $\omega_0 = 1/\sqrt{CL_n} = 6,0 \cdot 10^{13} \text{ рад} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Для высокоомных МОМ-диодов ($R_g \geq 10 \text{ кОм}$) предположения, используемые при выводе (10), оправданы, и подстановка значений ω_n и ω_0 дает $P = 0,01 P_0$. Заметим, что когда внутренний импеданс антенны МОМ-диода не учитывается, получаем завышенное значение $P = 0,5 P_0$.

Результаты проведенного анализа свидетельствуют о том, что для эффективной работы МОМ-диода недостаточно выполнения $\omega \ll \omega_n$. Учет внутреннего импеданса антенны приводит к тому, что наряду с $\omega \ll \omega_n$ должно выполняться условие $\omega_n < q\omega_0$. Здесь q — коэффициент, численное значение которого определяется минимально допустимым уровнем отношения P/P_0 . При $P/P_0 = 0,5$ имеем $q = \sqrt{2}$. Если $\omega_n > (2-3)\omega_0$, то на частотах выше ω_0 мощность, выделяемая на туннельном пе-

реходе, сильно убывает с ростом частоты и ω_0 имеет смысл граничной (максимальной) частоты работы MOM-диода.

Кафедра радиофизики СВЧ

Поступила 17.02.1988

ЛИТЕРАТУРА

1. Pollack S. R., Morris C. E. Electron tunneling through asymmetric film of thermally grown Al_2O_3 .— J. Appl. Phys., 1964, v. 35, № 5, p. 1503—1512.
2. Sanchez et al. The MOM tunneling diode: Theoretical estimate of its performance at microwave and infrared frequencies.— J. Appl. Phys., 1978, v. 49, № 10, p. 5270—5277.
3. Wang S. Antenna properties and operation of metal-barrier-metal devices in the infrared and visible region.—Appl. Phys. Lett., 1976, v. 28, № 6, p. 303—305.
4. Справочник по элементам радиоэлектронных устройств: М.: Энергия, 1978.
5. Yasuoka Y. Resistance dependence of detected signals of MDM diodes.— J. Appl. Phys., 1979, v. 50, № 9, p. 5860—5866.

Ա մ փ ո փ ու մ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է ՄՕՄ դիոդի վարքը դիոդի ասեղում էլեկտրոնների բախումների բնութագրական հաճախությունից շատ մեծ հաճախությունների տիրույթում: Ցույց է տրված, որ ասեղի իմպենդանսի ռեակտիվ մասն ունի ինդուկտիվ բնույթ: Հետազոտված է այդ ինդուկտիվության և թունելային անցումը շունտող ունակության ազդեցությունը ՄՕՄ-դիոդի հատկությունների վրա:

S u m m a r y

In the present paper the MOM diode behaviour has been investigated for frequencies much higher than electron collision characterizing frequency in whisker. It has been shown that the reactive part of the whisker impedance is of inductive character. The influence of that inductivity and tunnelling transition shunting capacitance on the properties of MOM diode has been investigated.