

3. Буховцев Б. Б., Кулагина О. В. «Вестн. Моск. ун-та», физ. астрон., 11, № 1, 1970.
 4. Бендриков Г. А., Буховцев Б. Б. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 6, 1969.

Поступила в редакцию
 24.9.1970 г.

Кафедра
 физики колебаний

УДК 535.8:535.241.13

А. Я. ГОЙХМАН, В. Н. КАЛИНИН

О ВОЗМОЖНОСТИ ЛИНЕЙНОЙ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА НА ОСНОВЕ ЭФФЕКТА ФРАНЦА—КЕЛДЫША

Одной из основных характеристик модулятора света является линейность его амплитудной характеристики. Пусть к кристаллу приложено электрическое поле $E(t) = E_1 + E_2 \sin \omega t$. Очевидно, что при $\frac{E_2}{E_1} \ll 1$ величина нелинейных искажений

(амплитуда высших гармоник) будет минимальна, если постоянное смещение E_1 выбрано таким образом, чтобы одновременно выполнялись соотношения

$$\left| \frac{dI}{dE} \right|_{E=E_1} = \max, \quad \left| \frac{d^2I}{dE^2} \right|_{E=E_1} = 0, \quad \left| \frac{d^n I}{dE^n} \right|_{E=E_1} \rightarrow \min, \quad n > 2$$

где $I = I_0 \exp[-\alpha(\Omega, E) \cdot d]$ — интенсивность света, прошедшего через модулятор, I_0 — интенсивность падающего светового потока, α — коэффициент поглощения света частоты Ω , d — толщина кристалла в направлении луча света.

Зависимость коэффициента поглощения света от частоты и величины электрического поля в случае идеальной формы края полосы поглощения имеет вид

$$\alpha = \pi \Phi \hbar \frac{\beta^{1/3}}{(8\mu)^{1/2}} [(\nu')^2 - y\nu^2], \quad (2)$$

где обозначения те же, что и в [1]; в случае экспоненциальной формы края [2]

$$\alpha = \alpha_0 \exp \left[\lambda (\hbar\Omega - \hbar\Omega_0) + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 \right] = B \exp \left(\frac{E}{E_0} \right)^2, \quad (3)$$

где α_0 — коэффициент поглощения света частоты Ω_0 ,

λ — параметр материала, описывающий крутизну края поглощения,

$$E_0^2 = \frac{24\mu}{e^2 \hbar^2 \lambda^3}.$$

Подставляя (2) и (3) в уравнение для $\frac{d^2I}{dE^2}$ (1), получаем уравнения для отыскания E_1 в случае идеальной формы края

$$[(\nu')^2 + y\nu^2] \frac{\alpha d}{(\nu')^2 - y\nu^2} + 2 [(\nu')^2 + 2y\nu^2 + 4y^2\nu\nu'] = 0 \quad (4)$$

в случае экспоненциальной формы края

$$\left(\frac{E_1}{E_0} \right)^2 = \frac{1}{2} \left[B \exp \left(\frac{E_1}{E_0} \right) - 1 \right]. \quad (5)$$

Полученные зависимости между $\frac{E_1}{E_0}$ и B , а также $\frac{E_1}{E_3}$ и ad , где

$$E_3^2 = \frac{2\mu(\epsilon_g - \hbar\Omega)^2}{e^2\hbar^2}$$

представлены на рисунке.

Воспользуемся условием (1) для $\frac{d^3I}{dE^3}$. При B и ad , удовлетворяющих уравнениям (4) и (5), $\frac{d^3I}{dE^3}$ возрастает с увеличением E_1 . Из рисунка видно, что для уменьшения E_1 следует увеличивать B или ad . Однако при этом будет уменьшаться величина $\frac{dI}{dE}$, поэтому по результатам анализа производных $I(E)$ не удастся сделать окончательного вывода о выборе оптимального значения B и ad , т. е. параметров модулятора.

В связи с этим для найденных значений E_1 были проведены с помощью ЭВМ расчеты первых коэффициентов ряда Фурье для интенсивности прошедшего света, который имеет вид

$$I(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} b_{2n-1} \cdot \sin(2n-1)\omega t + \sum_{n=1}^{\infty} a_{2n} \cdot \cos 2n\omega t. \quad (6)$$

Расчеты проводились по формулам Бесселя при делении периода на 12 частей. В качестве материала модулятора рассматривался чистый арсенид галлия, для которого характерна идеальная форма края полосы поглощения, и легированный арсенид галлия с экспоненциальной формой края, при этом значения параметра λ получены из экспериментальных данных работы [3]. С помощью полученного разложения был проведен расчет клирфактора κ по формуле

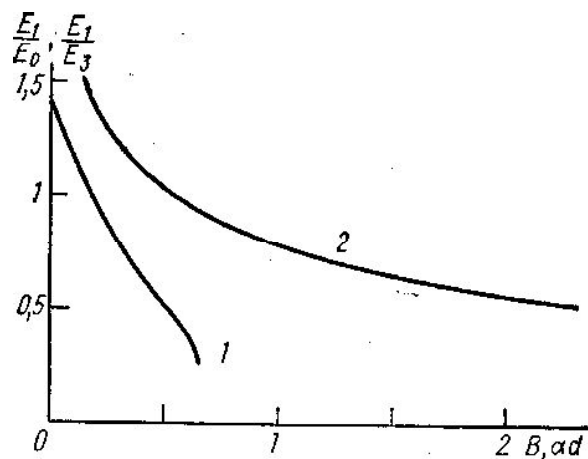
$$\kappa = \frac{1}{b_1} (a_2^2 + b_3^2 + a_4^2 + b_5^2 + a_6^2)^{1/2}. \quad (7)$$

Результаты расчетов приведены в таблице. В 8-м и 9-м столбцах приведены коэффициенты, характеризующие глубину модуляции m и эффективность модулятора η для выбранных условий работы

$$m = \frac{I(E_1 - E_2) - I(E_1 + E_2)}{I(E_1 - E_2) + I(E_1 + E_2)}, \quad \eta = \frac{I(E_1 - E_2) - I(E_1 + E_2)}{I_0}$$

где $I(E_1 - E_2) = I_{\max}$ и $I(E_1 + E_2) = I_{\min}$ — интенсивности прошедшего света в минимуме и максимуме модулирующего напряжения. Видно, что даже при $m \approx 90\%$ клирфактор не превышает 10%. Однако такая высокая степень линейности может быть получена лишь при правильном выборе E_1 . Этот вывод применим и к материалам с идеальной формой края полосы поглощения. Как видно из таблицы, небольшое изменение смещения E_1 (от 4,5 до 10 $\text{кв}\cdot\text{см}^{-1}$) приводит к изменению клирфактора более чем в два раза при одинаковых амплитудах модулирующего напряжения даже в рекомендованном в работе [4] случае использования длины волны, близкой к краю полосы поглощения.

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что модулятор света на эффекте Франца—Келдыша может обеспечить преобразование электрических сигналов в световые с достаточно малыми нелинейными искажениями. При этом величина нелинейных искажений слабо зависит от параметров материала модулятора, но довольно чувствительна к выбору постоянного электрического смещения.



Зависимость постоянного электрического смещения от параметров материала.

Кривая 1 — $\frac{E_1}{E_0} = f(B)$,

кривая 2 — $\frac{E_1}{E_3} = f(ad)$

Некоторые характеристики модулятора

$\lambda, \text{эВ}^{-1}$	$\varepsilon_g - h\nu, \text{эВ}$	$\alpha_0 d$	$d, \text{см}$	$E_1, \text{кВ/см}$	$E_2, \text{кВ/см}$	$\chi, \%$	$m, \%$	$\eta, \%$	$\frac{I(E_1)}{I}, \%$	Тип материала
196	$6 \cdot 10^{-3}$	2	—	16,4	7,4	7	93	43	21	С экспоненциальной формой края
196	$6 \cdot 10^{-3}$	5	—	10,7	8,0	7	100	21	10	
196	$14 \cdot 10^{-3}$	5	—	20,5	6,1	6	90	50	26	
440	$6 \cdot 10^{-3}$	2	—	7,5	1,9	8	95	60	29	
	$1 \cdot 10^{-2}$	—	0,3	4,5	1	5	71	70	45	С идеальной формой края
	0	—	10^{-3}	4,5	4	27	23	28	54	
	0	—	10^{-3}	10	4	10	11	10	45	
	0	—	10^{-3}	40	4	2	4	2	28	

Авторы благодарны Л. А. Кочегаровой за выполнение основных вычислений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lambert L. M. Phys. Rev., 138, A1569, 1965.
2. Franz W. Zs. Naturforsch., 13A, 484, 1958.
3. Redfield D., Fromowitz M. Appl. Phys. Lett., 11, 138, 1967.
4. Субашиев В. К., Чаликян Г. А. «Физика твердого тела», 11, 2495, 1969.

Поступила в редакцию
12.6 1970 г.

НИИЯ

УДК 517.925

А. И. КРОХИНА, В. С. АЗАРОВ, Л. ЭТТЕМАДИ

**О СТРУКТУРЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК — ОСАДКОВ,
ПОЛУЧЕННЫХ КАТОДНЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ**

Катодное распыление ионами дугового разряда при низких давлениях экспериментально проводилось в трехэлектродной трубке. Распыляемая мишень была под высоким отрицательным потенциалом относительно низковольтной плазмы дугового разряда, между накаливаемым катодом и анодом A_3 (рис. 1). Коллектором служила специальная камера, как и в [1] состоящая из внешней и внутренней пластин-приемников, распыляемого вещества и электронов, летящих со стороны катода.

На внешней слюдяной пластине была диафрагма диаметром 3 мм, всегда расположенная на пути пучка быстрых электронов параллельно плоскости катода — мишени. В качестве внутреннего приемника могли служить или пластины из любого вещества, или тонкие бесструктурные угольные пленки-подложки. На внутреннюю пластину можно было подавать потенциалы любого знака от нуля до 10 тыс. в (см. рис. 1). Расстояние между пластинами l_2 и величина напряженности магнитного поля в каждом случае брались такими, чтобы электронный пучок, проникающий в камеру через диафрагму в первой пластине, отклоняясь однородным магнитным полем, не выходил из площади второй пластины. Изучение структуры осадков, образующихся на обеих пластинах, проводили, как и в [2], с помощью электронограмм.

В газоразрядном промежутке катод-коллектор могут происходить сложные процессы ионизации, как атомов рабочего газа, так и атомов распыляемого вещества и коллектора [3]. При $p=1 \cdot 10^{-2} - 1 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. длина свободного пробега электронов λ_e много больше расстояния катод-коллектор l , поэтому электроны долетают до пластин коллектора без столкновений; следовательно, они на своем пути не производят ионизации. Ионизаторами являются кванты рентгеновского излучения, образующиеся при торможении быстрых электронов на коллекторе. Если пронизывающее атом рентгеновское излучение имеет настолько короткую длину волны, то что может удалить