

эффекты противоположны по знаку и поэтому частично уничтожают друг друга. Суммарная поправка за счет нелинейных эффектов для указанного соотношения не превышает 2%. С учетом этой поправки теоретическая кривая для тангенциальной скорости электрона полностью совпадает с кривой, рассчитанной по методу Рунге—Кутты на ЭВМ. Для соотношения напряженностей полей $2/\pi$ и $4/\pi$ поправки второго приближения составляют соответственно 4 и 8%.

Выбор оптимальных параметров интегрирования. При использовании ЭВМ на точность расчета микрополей влияет выбор таких параметров, как длина участка интегрирования и значение функции в конечных точках интегрирования. Для расчетов брались отрезки, превышающие в 3, 6 и 9 раз область, где микрополя существенно отличны от нуля. Различие кривых в этих случаях составляет менее 1%. Более существенная ошибка получается за счет неточности в значении подинтегральной функции в конечных точках. Это происходит потому, что при интегрировании на ЭВМ бесконечный участок интегрирования заменяется конечным, а поведение функции вне его аппроксимируется. При отличии значения функции в конечных точках в 1,2 и 1,5 раза по сравнению с действительными, ошибки расчетов составляют соответственно 3 и 6,5%.

Таким образом, наибольшая ошибка при измерении микрополей вносится за счет пренебрежения конечными размерами действия микрополей. Она может быть учтена по формулам (6) и (5'). Для соотношения напряженностей полей $E_{x_{\max}}/E_0 < 1/\pi$ влияние нелинейных эффектов дает ошибку не более 2%, поэтому можно практически использовать первое приближение вплоть до значений поля $E_{x_{\max}} = E_0/\pi$. Ошибки за счет конечности отрезка интегрирования также малы по сравнению с влиянием шумов, вносимых за счет неровностей поверхности образца.

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Н. Н. «Изв. АН СССР», сер. физич., **32**, 1175, 1968.
2. Седов Н. Н., Спивак Г. В., Дюков В. Г. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 3, 64, 1968.
3. Седов Н. Н. Тезисы докладов на VII Всесоюзной конференции по электронной микроскопии. Киев, 1969, стр. 32.

Поступила в редакцию
17.11 1969 г.

Кафедра
электроники

УДК 621.307.326

А. Я. ГОЙХМАН, В. Н. КАЛИНИН, В. Б. СТОПЧИНСКИЙ

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГИСТРАЦИИ СВЕРХКОРОТКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

Задача регистрации и определения параметров электрических импульсов длительностью короче 10^{-9} — 10^{-10} сек представляет серьезный интерес для различных областей радиофизики и радиотехники, физики твердого тела и физики плазмы, ядерной физики и ряда технических приложений.

Наряду с развитием существующих радиотехнических способов регистрации сверхкоротких электрических импульсов (СКИ) целесообразно рассмотреть принципиально другие возможные пути решения этой важной задачи.

В настоящем сообщении предлагается новый принцип регистрации и определения параметров СКИ, заключающийся в нелинейном преобразовании этих импульсов в световые сигналы, которые затем регистрируются с помощью сравнительно «медленных» фотодетекторов, таких, как фотоумножители и полупроводниковые фотоприемники, и анализируются на основе развитых в радиотехнике интегральных методов анализа импульсов [1]. Сущность последних состоит в нелинейном преобразовании исследуемых сигналов с помощью нескольких преобразователей, имеющих различный характер нелинейности.

Одним из электрооптических эффектов, который целесообразно использовать для преобразования электрического импульса в световой при решении данной задачи, является эффект Франца—Келдыша [2, 3]. К настоящему времени этот эффект исследован на целом ряде полупроводниковых материалов и используется для модуляции света на кристаллах GaAs, CdS, Si и др. в области сравнительно низких частот [4].

Собственное время эффекта Франца—Келдыша, характеризующее скорость изменения коэффициента поглощения $\alpha(E, \varepsilon_g - \hbar\omega)$ под действием электрического поля,

обычно определяется как время туннелирования электрона в запрещенную зону на величину $(\varepsilon_g - \hbar\omega)$ и в полях напряженностью $E = 10^3 \div 10^4$ в/см составляет

$$\tau \approx \frac{\sqrt{\mu(\varepsilon_g - \hbar\omega)}}{eE} = 10^{-12} \div 10^{-13} \text{ сек.}$$

Расчет зависимости коэффициента поглощения от частоты модулирующего электрического поля, проведенный в работе [5] с использованием модифицированных волновых функций Хаустона для переменного электрического поля, предсказывает, что заметное уменьшение коэффициента поглощения наступит при частотах порядка 10^{13} гц. Результаты единственного эксперимента в области высоких частот [6] показали, что коэффициент поглощения не зависит от частоты модулирующего поля вплоть до $2 \cdot 10^{10}$ гц.

Важное значение для эффективной работы преобразователя на основе эффекта Франца — Келдыша имеет выбор материала. Он должен обладать резкой границей поглощения в отсутствие электрического поля и малой эффективной массой носителей заряда. Этим требованиям хорошо удовлетворяет кристаллический арсенид галлия. Кроме того, на основе арсенида галлия создан инжекционный ПКГ, излучение которого лежит в узком спектральном интервале, сдвинутом в сторону больших длин волн по отношению к краю собственного поглощения.

На рисунке приведены результаты расчета коэффициента пропускания $K = \exp[-\alpha(E, \varepsilon_g - \hbar\omega) \cdot d]$ (без учета отражения) чистого арсенида галлия при длине оптического пути $d = 3$ мм при различных величинах сдвига $(\varepsilon_g - \hbar\omega)$ линии излучения источника света относительно края полосы поглощения, выполненные нами на основе статической теории эффекта Франца — Келдыша [7].

$$\text{Здесь } \alpha = \pi \cdot \Phi \cdot \hbar \cdot (8 \cdot \mu)^{-1/2} \cdot \beta^{1/3} [(v')^2 - t \cdot v^2],$$

$$\beta = 2 \cdot \mu \cdot e \cdot E \cdot \hbar^{-2}$$

$\mu = 0,07 \cdot m_e$ — приведенная эффективная масса электрона и дырки,

t, v и v' — значения аргумента, функции Эйри и ее первой производной соответственно

$$t = (2 \cdot \mu)^{1/3} \cdot (\hbar \cdot e \cdot E)^{-2/3} \cdot (\varepsilon_g - \hbar\omega),$$

$\Phi = 2,7 \cdot 10^1 \text{ эв}^{-1/2} \text{ см}^{-1}$ — взята из экспериментальных данных работы [8].

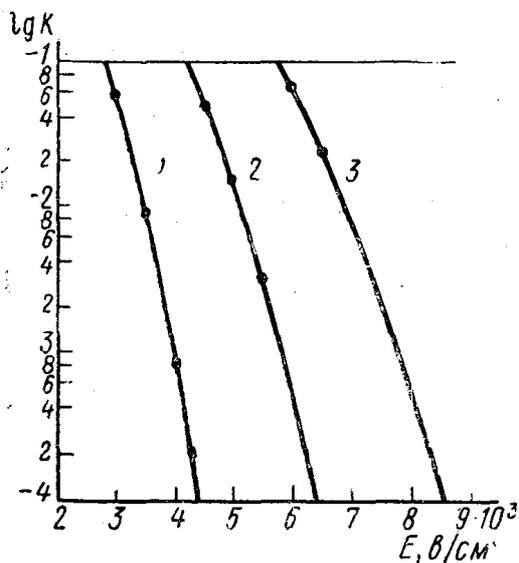
Принимая мощность излучения ПКГ порядка ватт, получим, что за время электрического импульса длительностью порядка 10^{-12} сек при коэффициенте пропускания 10% энергия светового импульса, прошедшего через преобразователь, составит 10^{-12} Дж, т. е. примерно 10^6 фотонов.

Из рисунка можно также оценить чувствительность по напряжению предлагаемого метода. Например, при выбранной напряженности смещающего поля, необходимого для запираания преобразователя в исходном состоянии, около 10^4 в/см, для изменения коэффициента пропускания в $10^2 \div 10^3$ раз, необходимого для обеспечения достаточного отношения «сигнал—шум» на выходе интегрирующего фотодетектора, следует изменить напряженность поля примерно в два раза, что при толщине кристалла порядка 10 мк соответствует регистрируемому импульсу с амплитудой в несколько вольт.

Авторы благодарны И. П. Иваненко за поддержку настоящей работы и М. И. Грязнову за обсуждение отдельных вопросов и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грязнов М. М., Гуревич М. Л., Маграчев З. В. Измерение импульсных напряжений. М., «Советское радио», 1969.
2. Franz W. Zs. Naturforsch., 13A, 484, 1958.



Зависимость коэффициента пропускания чистого арсенида галлия от электрического поля при различных значениях $\varepsilon_g - \hbar\omega$: 1 — $6 \cdot 10^{-3}$, 2 — $8 \cdot 10^{-3}$, 3 — 10^{-2} эв

3. Келдыш Л. В. ЖЭТФ, 34, 1138, 1958.
4. Сб. Модуляция и отклонения оптического излучения. М., «Наука», 1967.
5. Yacoby Y. Phys. Rev., 160, 610, 1968.
6. Rees H. D. Phys. Lett., 21, 629, 1969.
7. Tharmalingam K. Phys. Rev., 130, 2204, 1963; Callaway J. Phys. Rev., 130, 549, 1963; 134, A998, 1964.
8. Lambert L. M. Phys. Rev., 138, A1569, 1965.

Поступила в редакцию
24.12 1969 г.

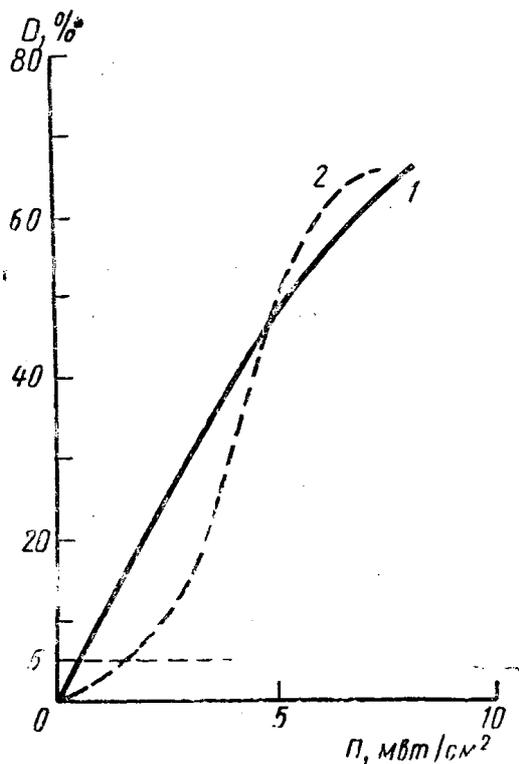
НИИЯФ

УДК 621.317.328.029.6

М. Н. ДЕВЯТКОВ, О. А. КУЛЕШОВ

О ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РАДИОТЕРМОГРАФИЧЕСКОГО МЕТОДА В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

В последние годы появился ряд работ (например, [1—4]), посвященных методам визуализации СВЧ-полей на основе теплового действия излучения на люминофоры, жидкие кристаллы и т. п. Сюда же относятся и методы радиотермографии, которые позволяют получать изображения распределения интенсивности СВЧ-излучения на фотоматериалах (также за счет его теплового действия, см., например, [5—7]).



Зависимость оптической плотности фотоэмульсии от потока энергии излучения для цветной (1) и черно-белой (2) фотобумаги

Проведившиеся нами исследования показали, что метод радиотермографии, использующий зависимость кинетики проявления скрытого изображения в фотоэмульсионном слое от температуры, может обладать сравнительно высокой чувствительностью даже в случае использования обычных фотобумаг и фотопленок общего назначения [7]. Следует отметить, что фотоматериалы, пропитанные проявителем, отличаются на СВЧ достаточно высокими значениями коэффициента поглощения: измерения, проведенные нами в диапазоне $\lambda = 8 \text{ мм}$, показали, что для различных фотобумаг коэффициент поглощения лежит в пределах $\chi = 0,5 \div 0,75$. Поэтому сколько-нибудь значительное повышение чувствительности метода может быть достигнуто лишь за счет повышения тепловой чувствительности фотоматериалов. Выбором режима обработки и состава проявителя нам удалось довести тепловую чувствительность до величин, когда оптическая плотность участков эмульсии, обладающих разностью температур в 1° , отличается на 10—12% (при исходной температуре 15—20°С). Эти значения получены при использовании цветных фотобумаг Fotacolor (проявитель «Биколор», двойная концентрация) в случае селективной засветки пурпурного слоя через светофильтр ЗС-8. Фотометрирование или рассматривание производилось в выделяющем свете (того же спектрального состава, что и при засветке). Черно-белые фотоматериалы обладают несколько меньшей тепловой

чувствительностью. Полученные нами значения оказались того же порядка, что и известные данные для материалов, используемых в других тепловых методах визуализации СВЧ-полей [1—5].

Результаты измерений по определению чувствительности фотоматериалов к СВЧ-излучению иллюстрируются рисунком. На рисунке представлены графики зависимости относительной оптической плотности фотоматериала D ($D = (1 - \tau) \cdot 100\%$, где τ — пропускание нагреваемого участка, а за единицу принимается пропускание фонового участка) от средней величины потока энергии падающего на фотоматериал СВЧ-излучения (при фиксированном времени экспозиции в СВЧ-поле). Кривая 1 соответствует цветной фотобумаге (Fotacolor, пурпурный слой), кривая 2 — черно-белой («Унибром» № 4,