

- [7] Клилин С.Я. Квантовая оптика. Поля и их детектирование. Минск: Наука и техника. 1990. 176 с.
- [8] Колобов МИ., Соколов И.В. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. В. 6(12). С. 1945-1957.
- [9] Пискаркас А., Стабинис А., Янкаускас А. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т. 66. В. 4. С. 742-745.
- [10] Ахманов С.А., Белинский А.В., Чиркин А.С. // Оптика и спектроскопия. 1989. Т.66. В. 4. С. 738-741.

Московский государственный
университет
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
2 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 2

26 января 1991 г.

06.1; 06.2

© 1991

ОГРАНИЧЕНИЕ ТЕРМОЭДС НА $p-n$ -ПЕРЕХОДЕ ПРИ РАЗОГРЕВЕ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА СВЧ ПОЛЕМ

Д.Е. Абдурахимов, В.Л. Верешагин,
В.А. Ильчишин, М.Д. Райзер,
Ф.Х. Хакимов

Экспериментально исследовалось возникновение термоэдс на $p-n$ -переходе стандартных фотодиодов ИК диапазона при разогреве носителей тока импульсным СВЧ полем. Установлено, что для кремниевого фотодиода с ростом напряженности электрического поля СВЧ излучения имеет место ограничение термоэдс.

Известно, что если полупроводник с пространственно-неоднородным распределением носителей тока поместить в электрическое поле, то на контактах полупроводника из-за разогрева носителей тока возникает термоэдс. Этот факт исследовался в основном на специальных полупроводниковых образцах как с антизапорным контактом [1, 2], так и с $p-n$ -переходом [3-6], которые помещались в волновод с СВЧ излучением.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования этого эффекта на стандартных фотодиодах при помещении их в поток электромагнитного поля СВЧ диапазона в свободном пространстве. Такая постановка задачи обусловлена, в частности, исследованиями ИК излучения СВЧ газовых разрядов высокого давления [7, 8]. Для этих целей используются селективные фотоприемники ИК излучения, на которых могут по-

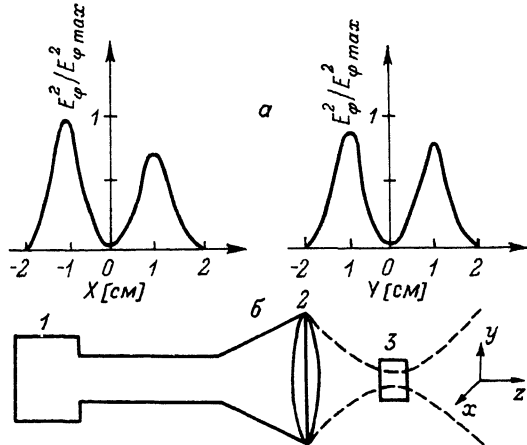


Рис. 1. а - распределение квадрата компонента напряженности электрического поля E_{φ}^2 в фокальной плоскости по осям x и y . б - принципиальная схема эксперимента. 1 - СВЧ генератор, 2 - рупорно-линзовая антенна, 3 - фотодиод.

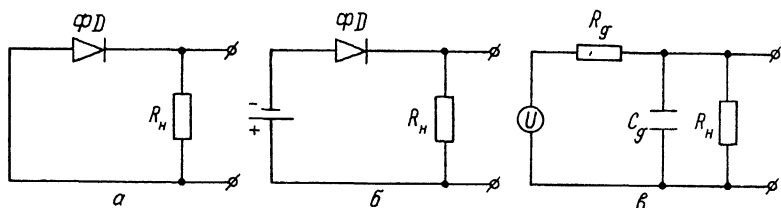


Рис. 2. Электрическая схема включения фотодиода: а - вентильный режим, б - фотодиодный режим, в - эквивалентная схема диода при возникновении на нем термоэдс \mathcal{U} .

падать как СВЧ излучение самой плазмы, так и часть отраженного и (или) рассеянного от плазмы СВЧ излучения. Знание реакции фотодиодов на СВЧ излучение позволяет выявить дополнительные погрешности самой методики.

В качестве объекта испытаний были выбраны стандартные фотоприемники ИК излучения на основе Si и $GaAs$. Выбор фотодиодов на основе этих материалов был связан с тем обстоятельством, что форма импульсов термоэдс существенно зависит от соотношения между временем жизни неосновных носителей тока и постоянной времени внешней цепи [9, 10], а время жизни неосновных носителей в Si примерно в 10^2 раз больше, чем в $GaAs$.

Фотодиоды располагались в фокальной плоскости сходящегося волнового пучка, который формировался рупорно-линзовой антенной (рис. 1, б). Генератор СВЧ излучения [8] работал в импульсном режиме (25 Гц), длительность импульса ~ 5 мкс, длина волны

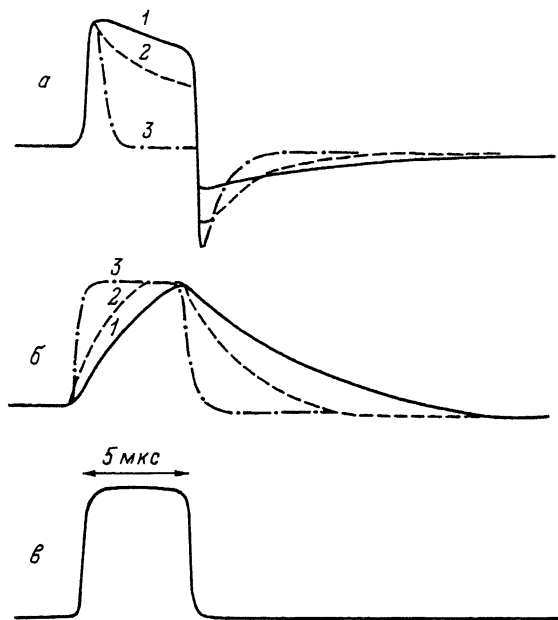


Рис. 3. Характерные осциллограммы: а - термоэдс кремниевого фотодиода, $U_{\text{макс}} \approx 70$ мВ; б - термоэдс арсенид галлиевого фотодиода, $U_{\text{макс}} \approx 90$ мВ; в - огибающей СВЧ поля. 1 - $R_H = 10$ кОм, 2 - $R_H = 1$ кОм, 3 - $R_H = 50$ Ом.

~ 8 мм. Как следует из распределения квадрата компоненты E_{φ}^2 электрического поля волны (рис. 1, а), размеры СВЧ луча в фокальной плоскости на уровне мощности $P \approx 0.7P_{\text{макс}}$ составляют $\lesssim 0.7$ см, что несколько меньше диаметров входных окон фотодиодов. Следует отметить, что в процессе экспериментов компонента электрического поля волны E_{φ} параллельна плоскости р-п-перехода. Исследовались два режима - вентильный (при отсутствии напряжения обратного смещения) и фотодиодный (рис. 2, а, б).

Отклики с фотодиодов при различных значениях нагрузочного сопротивления R_H и неизменном значении СВЧ мощности приведены на рис. 3. Форма отклика каждого фотодиода зависит от значения R_H и не зависит от режима работы. Но в фотодиодном режиме величина отклика (при прочих равных условиях) несколько меньше, чем в вентильном [3]. Как видно из осциллограмм, формы откликов фотодиодов существенно отличаются друг от друга. У обоих фотодиодов зависимость величины отклика от значения мощности СВЧ поля в пределах ошибок измерения носит линейный характер. Однако у фотодиода на основе *GaAs* эта линейная зависимость сохраняется во всем исследуемом диапазоне СВЧ мощности, а у фотодиода на основе *Si* наблюдается ограничение вели-

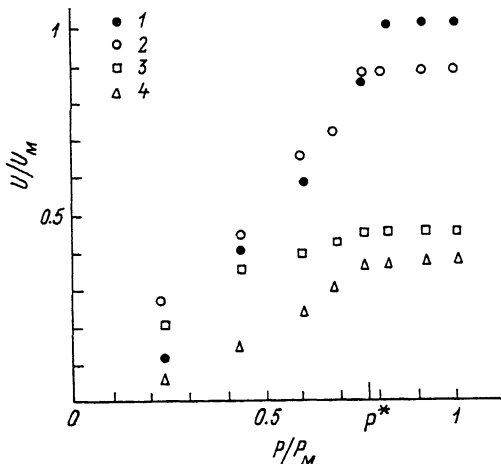


Рис. 4. Зависимость величины термоэдс от значения СВЧ мощности в относительных единицах для фотодиодов на основе *Si*. Максимальное значение мощности $P_{\max} \approx 60$ кВт ($E \approx 3.6$ Кв/см) 1, 2, 3 - вентиляционный режим; 4 - фотодиодный режим. 1 - $R_H = 10$ кОм, 2 - $R_H = 1$ кОм, 3 - $R_H = 50$ Ом, 4 - $R_H = 10$ кОм.

чины отклика (рис.4). Это ограничение наступает, в пределах ошибок измерения, при одном значении мощности P^* независимо от величины R_H и режима работы.

Анализ полученных результатов показывает, что отклики с фотодиодов обусловлены возникновением термоэдс на р-п-переходе за счет разогрева носителей тока СВЧ полем.

Во-первых, как указывалось выше, компонента электрического поля E_{φ} параллельна плоскости р-п-перехода, что сводит к минимуму возможный эффект детектирования СВЧ излучения непосредственно на р-п-переходе. Кроме того, эффект детектирования должен быть резко ослаблен за счет большого значения диэлектрической емкости C_g фотодиодов.

Во-вторых, форма отклика и ее зависимости от R_H и от типа полупроводникового материала хорошо согласуется с кинетикой термоэдс на р-п-переходе [9, 10]. Величину емкости C_g можно оценить как по геометрическим параметрам самого р-п-перехода, так и по времени спада отклика после окончания действия импульса греющего СВЧ поля (рис. 3, а, б). Из обеих оценок следует, что у фотодиодов $C_g \approx 10^{-9}$ ф. Следовательно, при одинаковых значениях R_H , т.е. при одинаковых постоянной времени внешней цепи (рис. 2, в) $\tau_{R_H C_g}$, различная реакция фотодиодов на СВЧ излучения обусловлена различными соотношениями между временем жизни неосновных носителей τ и постоянной времени $\tau_{R_H C_g}$: у фотодиода на основе *Si* $\tau > \tau_{R_H C_g}$,

а у фотодиода на основе $GaAs$ $\tau < \tau_{KH}C_g$. Как показано в [9], в случае выполнения соотношения $\tau > \tau_{RH}C_g$ кинетические процессы происходят на самом р-п-переходе и определяются временем жизни неосновных носителей, а в обратном случае, т.е. при $\tau < \tau_{RH}C_g$, кинетические процессы определяются параметрами внешней цепи. Другими словами, в этом случае на р-п-переходе мгновенно (за время $\sim \tau$) установится стационарное значение термоэдс, и стационарный ток заряжает емкость C_g .

В-третьих, как выше указывалось, зависимость величины отклика от мощности СВЧ поля носит линейный характер, что согласуется как с теорией [3, 4], так и с экспериментальными результатами по исследованию термоэдс на р-п-переходе. Но в данных экспериментах установлено, что для фотодиода на основе Si ($\tau > \tau_{RH}C_g$) линейный характер зависимости нарушается, имеет место ограничение термоэдс. В литературе, насколько нам известно, такая ситуация не обсуждается. Однако анализ приведенных в работе [5] на рис. 1 экспериментальных вольтамперных характеристик р-п-перехода с горячими носителями тока на основе Si показывает, что в данной ситуации также имеет место нарушение линейной зависимости и ограничения термоэдс. Причину данного явления в рамках существующих теоретических представлений о термоэдс горячих носителей тока на р-п-переходе объяснить весьма затруднительно.

Авторы благодарны И.А. Коссому и Н.К. Бережецкой за представленную возможность проведения экспериментов и обсуждение работы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Пожелая Ю.К., Репшас К.К. // Лит. физ. сб. 1962. Т. 2. С.303-309.
- [2] Sonwell Е.М., Z usker J. // J. Appl. Phys. 1065. V. 36. P. 2192.
- [3] Пожелая Ю.К., Репшас К.К. // Лит. физ. сб. 1966. Т. 6. № 4. С. 523-537.
- [4] Вейнгер А.И., Парицкий Л.Г., Акопян Э.А., Дадамирзоев Г. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 2. С. 216-224.
- [5] Вейнгер А.И. // ФТП. 1988. Т.22. В. 11. С. 1972-1978.
- [6] Аблязимова Н.А., Вейнгер А.И., Питанов В.С. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 11. С. 2001-2007.
- [7] Батанов Г.М., Грицинин С.И., Коссы И.А. // Труды ФИАН. 1985. Т. 160. С. 175-203.
- [8] Анпилов А.Н., Коссы И.А., Лукьянчиков Г.С., Никурадзе П.О. // Физика плазмы. 1985. Т. 11. В. 12. С. 1521-1527.
- [9] Вейнгер А.И., Акопян Э.А. // ФТП, 1975. Т. 9. В.2. С. 356-359.

Институт общей физики АН СССР,
Москва

Поступило в Редакцию
30 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 2 26 января 1991 г.

05.3

© 1991

ОБРАЗОВАНИЕ НОВЫХ КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФАЗ В АМОΡФНЫХ СПЛАВАХ НА ОСНОВЕ ЖЕЛЕЗА ПРИ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКЕ

С.П. Ч е н а к и н, А.Л. П и в о в а р о в,
В.Т. Ч е р е п и н, И.Е. К о т е н к о

Известно [1], что аморфные металлические сплавы (АМС) до-
вольно устойчивы по отношению к кристаллизации при их облуче-
нии газовыми ионами в широком диапазоне энергий и доз. Частич-
ная кристаллизация АМС $Fe_{80}B_{20}$ и $Fe_{85}B_{15}$ с выделением α -Fe
наблюдалась в работе [2] после бомбардировки ионами He^+ ,
40 кэВ с дозами $5 \cdot 10^{17}$ – $3 \cdot 10^{18}$ см⁻².

В данной работе обнаружены новые кристаллические метаста-
бильные фазы, образующиеся в АМС на основе железа в результа-
те ионной бомбардировки.

Образцами служили фольги аморфных сплавов $Fe_{85}B_{15}$, $Fe_{80}B_{20}$,
 $Fe_{40}Ni_{40}B_{20}$, $Fe_{40}Ni_{40}Si_{20}B_{16}$ толщиной 20–25 мкм, полученные
закалкой расплава на вращающемся колесе. Образцы, находящиеся
при комнатной температуре, бомбардировали пучком ионов
с энергией 5 кэВ и плотностью тока 0.3 мА·см⁻² в безмасляном
вакууме $1 \cdot 10^{-5}$ Па под углами 60° или 45° к нормали к поверх-
ности. Для обеспечения теплоотвода фольги крепились на медной
подложке. Бомбардировка образцов производилась до практически
полного их распыления ионным пучком насквозь. Структуру уто-
ненных таким образом фольг изучали на просвет в электронографе
ЭМР-100 и в электронном микроскопе JEM-100СХ-П.

Недавно нами было установлено [3], что при облучении АМС
 $Fe_{85}B_{15}$ ионами Ar^+ 5 кэВ с дозами $\sim 10^{19}$ см⁻² возникает
новая аморфная структура, характеризующаяся большими по сравне-
нию с необлученным сплавом межатомными расстояниями. Анало-
гичная аморфная структура была обнаружена после ионной бомбар-
дировки и в других изучаемых в настоящей работе АМС. На элект-
ронограмме АМС, облученных с дозой $\sim 10^{19}$ см⁻², в дополне-
ние к системе из двух диффузных колец, характерных для аморфно-
го состояния и соответствующих структуре исходного необлученно-