

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

06; 07

Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989

ТЕРМООПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В МАТЕРИАЛАХ
С ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ МЕТАЛЛ—ПОЛУПРОВОДНИК

Д. И. Биленко, В. А. Лодгауз, Е. И. Хасина

Поиск и изучение различных физических механизмов, приводящих к оптической бистабильности и связанным с ней автоволновым процессам, представляет интерес для углубления понимания самих нелинейных явлений и для создания новых устройств управления параметрами излучения, в частности оптических аналогов электронных устройств [1].

На основе расчета комплексной диэлектрической проницаемости как функции мощности излучения было показано [2], что в материалах, оптическая нелинейность которых обусловлена фазовым переходом металл—полупроводник (ФПМП), существует собственная безрезонаторная термооптическая бистабильность в диапазоне частот оптической накачки, соответствующем поглощению на свободных носителях заряда и собственному поглощению. Расчет был проведен на примере пленок двуокиси ванадия, фазовый переход в которых хорошо изучен (см., например, [3⁷]).

Ниже приведены результаты экспериментального исследования оптической бистабильности в пленках двуокиси ванадия и выявлены особенности оптической бистабильности в материалах с ФПМП, обусловленные наличием температурного гистерезиса свойств и многокомпонентностью в области фазового перехода.

Экспериментальные исследования зависимостей коэффициентов пропускания и отражения от мощности накачки проводились на структурах пленка VO_2 —слюда в области поглощения свободными носителями заряда на длине волны $\lambda_0 = 2.2$ мкм. Пленки имели толщину $d \sim 1$ мкм, электропроводность в полупроводниковой фазе $\sigma_1 \sim 1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, в металлической $\sigma^2 \sim 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

На рис. 1, 2 представлены зависимости коэффициентов отражения и пропускания структур от мощности излучения при фиксированных температурах окружающей среды θ_0 . Как видно из этих зависимостей, существует интервал значений мощности излучения, в котором облучаемая структура может находиться в зависимости от предыстории в одном из двух устойчивых состояний с различающимися значениями коэффициентов отражения и пропускания излучения. Это подтверждает показанное расчетом существование в материалах с фазовым переходом металл—полупроводник собственной безрезонаторной оптической бистабильности. Время переключения с одной устойчивой ветви на другую при критических мощностях порядка 100 мс. В основе наблюдаемой оптической бистабильности внутренняя положительная обратная связь. Когда мощность излучения достигает достаточно большой критической величины, сколь угодно малого приращения ее достаточно, чтобы за счет поглощения свободными носителями нагреть поглощающий объем до температуры фазового перехода, при котором число свободных носителей резко возрастает, что ведет к лавинообразному росту поглощения. Пропускание и отражение скачкообразно изменяются.

Характерно, что после обратного переключения значения коэффициентов отражения и пропускания не возвращаются на устойчивую ветвь прямого хода, они лежат на новой устойчивой ветви, что отчетливо видно на кривых 3, 4 рис. 1 и кривой 4 рис. 2, на которых двузначность R , T имеет место не только в области, ограниченной вертикальными скачками, но и вне ее. Это является следствием существования в пленках VO_2 температурного гистерезиса объемной доли металлической фазы, характерного для фазового перехода металл—полупроводник. Расчет зависимостей температуры и оптических свойств пленок VO_2 от мощности накачки, проведенный по схеме работы [2] с учетом гистерезисной зависимости объем-

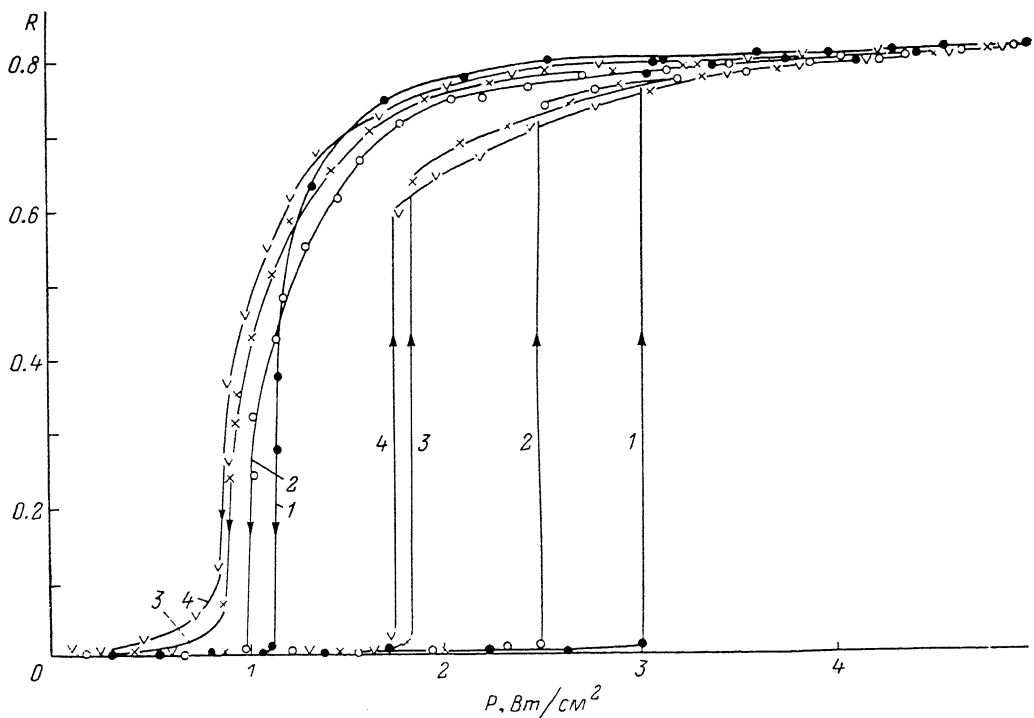


Рис. 1. Экспериментальная зависимость коэффициента отражения структуры пленка VO_2 -слюда от мощности излучения.

$\lambda_0 = 2.2$ мм, θ_0 : 1 — 325, 2 — 327, 3 — 329, 4 — 330 К.

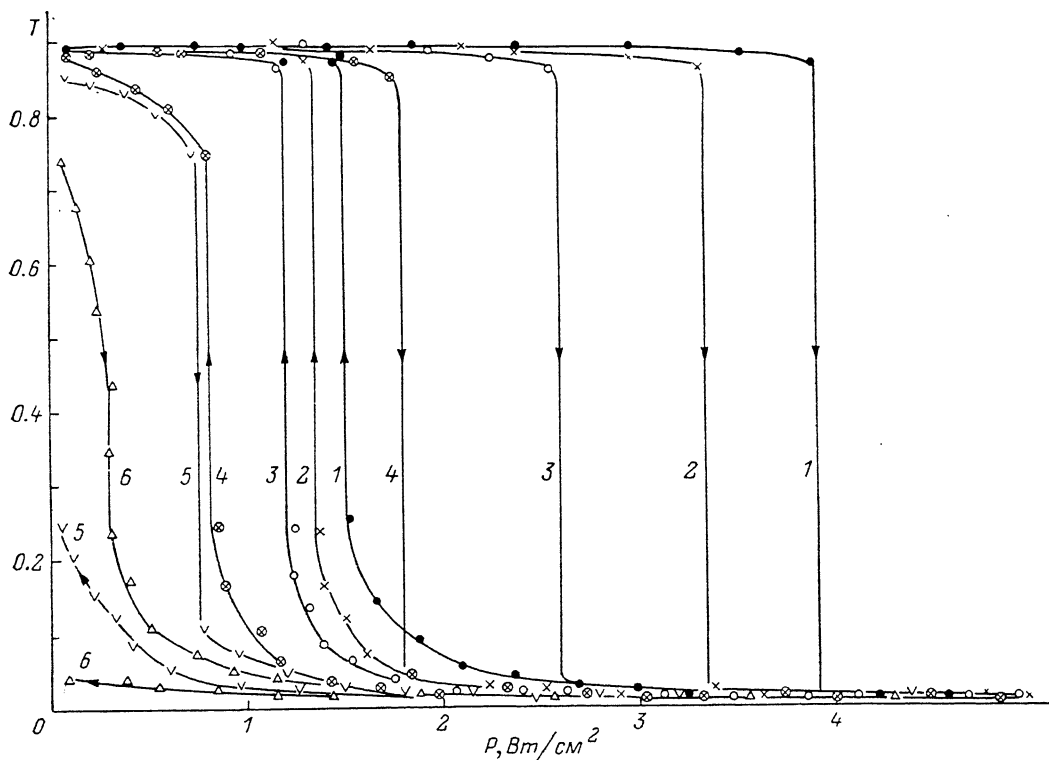


Рис. 2. Экспериментальная зависимость коэффициента пропускания структуры пленка VO_2 -слюда от мощности излучения.

$\lambda_0 = 2.2$ мм, θ_0 : 1 — 322, 2 — 324, 3 — 326, 4 — 329, 5 — 333, 6 — 336 К.

ной доли металлической фазы от температуры $q(\theta)$, показал, что, действительно, прямой скачок в петле бистабильности происходит между устойчивыми ветвями AB и CN (рис. 3), определяемыми прямым ходом температурного гистерезиса $q(\theta)$, а обратный происходит между устойчивыми ветвями LEN и ASM , определяемыми обратным ходом температурного гистерезиса $q(\theta)$, в результате чего значения R и T не возвращаются на устойчивую ветвь прямого хода.

Помимо наличия температурного гистерезиса $q(\theta)$, особенностью фазового перехода металл—полупроводник является наличие в материале множества компонент, характеризующихся разными температурами фазового перехода. Это может быть изначальным свойством материала, обусловленным механическими напряжениями, отклонением от стехиометрии, нарушениями периодичности кристаллической решетки [3-5], т. е. различного рода неоднородностями. Даже если исходный материал является однородным, то при возникновении зародышей металлической фазы происходит перетекание заряда между контактирующими областями разных фаз вследствие несовпадения уровней Ферми, что дает понижение энергии границы раздела фаз и, таким образом, делает термодинамически выгодным их сосуществование [8]. Для дальнейшего развития фазового перехода необходима дополнительная энергия, что может быть интерпретировано как наличие компонент с более высокой температурой ФППП.

Для выяснения влияния взаимодействия компонент на петлю оптической бистабильности рассматривалась упрощенная модель смеси, состоящей из двух компонент с температурами фазового перехода θ_1 и θ_2 и мощностями прямого и обратного переключения P_1, P_2 и P_3, P_4 соответственно. Поглощательная способность $(A=1-R-T)$ каждой из компонент меняется

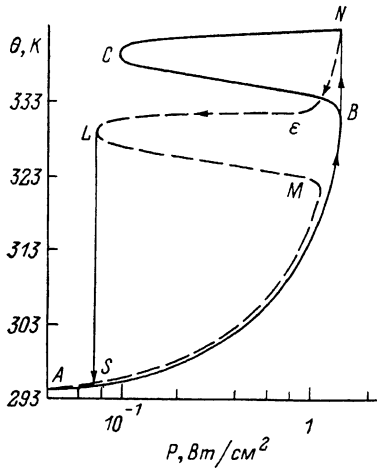


Рис. 3. Зависимость температуры слоя VO_2 от мощности излучения.

BN и LS — прямое и обратное переключения; $\lambda_0=2.2$ мм, $\sigma_1=1.2$, $\sigma_2=2 \cdot 10^4$ Ом $^{-1}$ ·см $^{-1}$, $d=0.5$ мкм, $\theta_0=293$ К, коэффициент теплоотдачи $b=1$ мВт/см 2 ·град.

скачком при соответствующей температуре ФППП от значения A_1 до A_2 . Расчет показал, что в результате теплообмена между компонентами мощность прямого переключения двухкомпонентной смеси равна меньшей из мощностей прямого переключения компонент, если отношение P_1/P_2 не превышает величины $0.5 [1+(A_2/A_1)]$, а мощность обратного переключения смеси равна большей из мощностей обратного переключения, если отношение P_3/P_4 не превышает величины $2A_2/(A_1+A_2)$. Из этих данных следует, что взаимодействие компонент среды в области ФППП приводит к сужению петли оптической бистабильности по сравнению с соответствующей петлей для смеси не взаимодействующих компонент.

Было проведено сравнение экспериментальных и расчетных данных по зависимости мощности переключения от температуры окружающей среды. Расчетные данные, не учитывая взаимодействия компонент, при малых θ_0 резко отличаются от экспериментальных. С ростом θ_0 различие уменьшается, что согласуется с представлением о взаимодействии компонент: чем выше температура окружающей среды, тем большее количество компонент переведено в металлическую фазу «печным» способом, поэтому меньше проявляется взаимодействие. Экспериментальные данные хорошо согласуются с данными расчета по модели двухкомпонентной смеси, что подтверждает влияние взаимодействия компонент на петлю бистабильности. Расчет мощности переключения проводился с учетом того факта, что мощность излучения в поперечном сечении волновода, где размещался исследуемый образец, полностью перекрывая сечение, является функцией координаты (волна H_{10}). При этом накачиваемая система является пространственно распределенной. Анализ формирования экспериментально наблюдавшейся петли бистабильности распределенной системы показал, что прямой вертикальный скачок в петле обусловлен теоретически предсказанным в работе [9] возникновением в центре неоднородного пучка двух фронтов волн переключения, распространяющихся к периферии. Обратное переключение в распределенной системе с температурным гистерезисом происходит, когда в процессе уменьшения средней мощности накачки мощность на границах переключенной области достигает значения, соответствующего обратному переключению точечной системы.

Таким образом, в средах, оптическая нелинейность которых обусловлена ФМПП, существует собственная безрезонаторная термооптическая бистабильность, характеризующаяся следующими особенностями: температурный гистерезис объемной доли металлической фазы приводит к тому, что обратный скачок в петле бистабильности не возвращает систему на исходную устойчивую ветвь; взаимодействие компонент, различающихся температурами ФМПП, в многокомпонентной смеси, которая представляет собой среду в области ФМПП, сужает петлю оптической бистабильности.

Авторы благодарны Л. А. Рябовой и И. А. Сербинкову за предоставление образцов пленок двуокиси ванадия на слюде.

Список литературы

- [1] *Smith P. W., Tomlinson W. J.* // IEEE Spectr. 1981. Vol. 18. N 6. P. 26—33.
- [2] *Биленко Д. И., Лодгауз В. А.* // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. № 1. С. 177—179.
- [3] *Бугаев А. А., Захарченя Б. П., Чудновский Ф. А.* Фазовый переход металл—полупроводник и его применение. Л.: Наука, 1979. 183 с.
- [4] *Мокеров В. Г., Бегишев А. Р., Игнатьев А. С.* // ФТТ. 1979. Т. 21. Вып. 5. С. 1482—1488.
- [5] *Бегишев А. Р., Галиев Г. Б., Игнатьев А. С.* и др. // ФТТ. 1978. Т. 20. Вып. 6. С. 1643—1650.
- [6] *Биленко Д. И., Белобровая О. Я., Жаркова Э. А.* и др. // ФТТ. 1976. Т. 13. Вып. 7. С. 1982—1985.
- [7] *Chivian J. S., Case W. E., Rester D. H.* // IEEE J. Quant. Electron. 1979. Vol. QE-15. N 12. P. 1326—1328.
- [8] *Лидоренко Н. С., Нагаев Э. Л.* // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т. 30. Вып. 1. С. 25—28.
- [9] *Розанов Н. И.* // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. Вып. 1. С. 96—108.

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского
Научно-исследовательский институт механики и физики

Поступило в Редакцию
29 февраля 1987 г.
В окончательной редакции
20 мая 1988 г.

Журнал технической физики, т. 59, в. 9, 1989

ЭЛЕКТРОННЫЕ ПУЧКИ СО СВЕРХПРЕДЕЛЬНЫМ ТОКОМ В ВОЛНОВОДЕ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

Б. А. Альтеркоп, А. Ю. Сокулин, В. П. Тараканов

Одно из основных препятствий для повышения мощности, переносимой релятивистскими электронными пучками, — ограничение тока пространственным зарядом, образующим виртуальный катод (ВК) в канале транспортировки.

Цель настоящей работы — получить для типичной в экспериментах по транспортировке пучков двумерной цилиндрической системы достаточно простые соотношения, определяющие основные характеристики пучка и электростатического поля, в форме, удобной для сопоставления с экспериментальными данными, сравнить полученные аналитические результаты с данными натуральных и численных экспериментов.

Рассмотрим инжекцию моноэнергетического релятивистского однородного пучка в вакуумную дрейфовую камеру, представляющую собой отрезок заземленного цилиндрического волновода радиуса R и длины L с торцами, закрытыми металлической фольгой, которую, как и стенки волновода, будем считать идеально проводящей. Система находится в продольном магнитном поле, величина которого такова, что движение электронов можно считать одномерным, а величина тока достаточно для возникновения ВК. Пусть z_* — координата ВК, r_* — внутренний радиус пучка за ВК. Тогда, учитывая, что при $r > r_*$ частицы проходят за ВК, а при $r \leq r_*$, $z \leq z_*$ имеются прямой и равный ему отраженный потоки, из уравнения Пуассона с нулевыми граничными условиями найдем распределение электростатического потенциала в волноводе. Пользуясь затем законом сохранения энергии и условием экстре-