

## СОВРЕМЕННЫЕ ПРИЕМНИКИ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ\*)

Т. С. Мосс

## СОДЕРЖАНИЕ

I. Введение . . . . .	93
II. Тепловые приемники . . . . .	95
А. Радиационные термопары . . . . .	95
1. Теория действия термопары . . . . .	95
2. Измерения термопар . . . . .	97
Б. Болометры . . . . .	98
1. Общая теория болометра . . . . .	99
2. Металлические болометры . . . . .	101
3. Полупроводниковые болометры . . . . .	104
4. Сверхпроводящие болометры . . . . .	105
В. Пневматические приемники теплового излучения . . . . .	106
Г. Приемники, основанные на тепловом расширении . . . . .	107
III. Фотопроводящие приемники инфракрасного излучения . . . . .	108
А. Фотоэлементы из соединений свинца . . . . .	108
1. Изготовление . . . . .	108
2. Общие свойства . . . . .	109
3. Спектральная чувствительность . . . . .	110
4. Время срабатывания . . . . .	111
5. Шум и чувствительность . . . . .	112
6. Теория фотоэффекта в фотопроводниках из соединений свинца . . . . .	115
Б. Антимонид индия . . . . .	115
В. Легированные германий и кремний . . . . .	117
Цитированная литература . . . . .	120

## I. ВВЕДЕНИЕ

Приемники инфракрасного излучения могут быть разделены на две основные группы: чисто тепловые приемники и приемники квантовые, или фотонные. Действие приемников первой группы основано на вызываемом нагреванием изменении тех или иных физических свойств, которое и является сигналом, выдаваемым приемником. Наиболее важными из приемников этого типа являются:

1. *Термопара*. В данном случае повышение температуры приводит к возникновению термо-э.д.с. в спаяе двух разнородных проводников.

2. *Болометр*. Здесь приемным элементом является сопротивление, увеличивающееся (или уменьшающееся) при повышении его температуры вследствие нагревания излучением.

3. *Пневматический приемник*. В нем нагревание увеличивает давление газа в камере малого объема, которое вызывает смещение тонкой мембраны, изменяющееся в соответствии с мощностью лучистого потока.

\*) T. S. Moss, Modern Infra-red Detectors, Advances in Spectroscopy 1, 175 (1959). Перевод Н. С. Хлебникова.

Развитие других типов тепловых приемников направлено, видимо, преимущественно к созданию устройств, способных давать изображения предметов (например, эвапорографов). Чувствительность таких устройств, достигнутая до настоящего времени, недостаточна, чтобы сделать их полезными применительно к инфракрасной спектроскопии.

Поскольку действие тепловых приемников зависит только от нагревания, вызываемого излучением, эти приемники в принципе имеют одинаковую чувствительность к излучению любых длин волн, хотя в действительности несовершенство чернения приемной поверхности может создавать небольшие отклонения от такого идеального поведения. В области весьма больших длин волн тепловые приемники представляют собой единственный тип, с которым можно работать.

Ввиду того что для нагревания приемного элемента теплового приемника до окончательного значения температуры, соответствующей данному значению лучистой мощности, требуются заметные промежутки времени, все такие приемники обладают значительной инерционностью, несмотря на то, что за последние 20 лет были достигнуты существенные успехи в ее снижении.

Общее рассмотрение тепловых приемников излучения было проведено Джонсом<sup>35,39</sup>, а также Смитом и др.<sup>75</sup>.

Действие квантовых приемников излучения состоит в том, что индивидуальные фотоны «возбуждают» отдельные электроны, переводя их в более высокие энергетические состояния. В обычных фотоэлементах с внешними фотоэффектами при достаточной энергии фотонов электроны выбрасываются из фотокатода в окружающий его вакуум и собираются затем анодом фотоэлемента, что и создает фотоэлектрический ток.

Как приемники, основанные на фотоэмиссии, так и фотографические приемники (фотографические эмульсии) перекрывают лишь небольшой, наиболее коротковолновый участок инфракрасной области спектра (приблизительно до  $1,2 \text{ мк}$ ) и не будут поэтому рассматриваться в настоящем обзоре. Для более длинноволновых областей инфракрасного спектра единственным пригодным видом квантовых приемников излучения являются фотоэлементы, основанные на внутреннем фотоэлектрическом эффекте, т. е. преимущественно фотосопротивления.

При внутреннем фотоэффекте электроны не покидают пределов светочувствительного материала, но переводятся фотонами из *с в я з а н н о г о* состояния, в котором они неспособны участвовать в создании проводимости материала, в *с в о б о д н о е*, характеризующееся возможностью их перемещения в пределах материала, в частности, под действием приложенного поля. Поэтому фотопроводимость проявляется как уменьшение сопротивления (вызываемое увеличением числа носителей заряда) полупроводника, подвергнутого облучению.

В противоположность тепловым приемникам излучения фотопроводники имеют более или менее отчетливо выраженную длинноволновую границу чувствительности, соответствующую минимальной энергии фотона, еще способного осуществить перевод электрона из связанного состояния в свободное. Этот исходный процесс возбуждения электронов происходит за пренебрежимо малый промежуток времени ( $\sim 10^{-14} \text{ сек}$ ). Другие явления, присущие фотопроводникам, делают, однако, время срабатывания фотосопротивлений значительно большим, но даже и при этом типичные высокочувствительные приемники излучения, основанные на фотопроводимости, имеют время срабатывания не более нескольких микросекунд.

Более ранние обзоры по приемникам, основанным на фотопроводимости, были опубликованы Сезерлендом и Ли<sup>79</sup>, а также Моссом.

## II. ТЕПЛОВЫЕ ПРИЕМНИКИ

## А. Радиационные термопары

В основном термопара для обнаружения и измерения излучения представляет собой спай двух разнородных проволок, зачерненный для возможно более полного поглощения падающего на него излучения.

В современных высокочувствительных приемниках этого рода (таких как, например, термопара Хильгера — Шварца) применяются проволоочки из двух возможно более сильно различающихся по термоэлектрическим свойствам материалов (один, обладает высокой положительной, другой — высокой отрицательной термо-э.д.с.). Заостренные концы этих проволоочек замыкаются приваренной к ним полоской тонкой золотой фольги, зачерненной с одной стороны и служащей поглотителем принимаемого излучения. В качестве материала для чернения часто используется также золото<sup>27</sup>. Схема устройства такой термопары показана на рис. 1, а.

Очевидно, что для получения максимальной чувствительности необходимо устранить все бесполезные потери тепла; поэтому термопары предпочтительно помещают в откачанные сосуды, которые должны быть снабжены окнами, прозрачными для инфракрасного излучения. Наиболее распространенными негигроскопичными материалами для этой цели являются флюорит и KRS-6, прозрачные соответственно до 9 и до 40 мк. KRS-6 обладает меньшими потерями на отражение и лучшим пропусканием в видимой области, чем KRS-5, но зато высокая прозрачность в инфракрасной области не простирается далее примерно 25 мк. Из гигроскопичных материалов для входных окон наибольшим распространением пользуется KBr.

1. Теория действия термопары. При рассмотрении действия приемников лучистой энергии под «чувствительностью» приемника целесообразно понимать отношение сигнала к шуму, а не просто его удельную отдачу. В случае термопары сигнал выражается просто через повышение температуры приемного элемента и термо-э.д.с. спаев. Шумы здесь практически представляют собой тепловые (джонсоновские) шумы омического сопротивления термопары, но в принципе необходимо учитывать также и шумы, вызываемые флуктуациями температуры спаев. Дальнейшее рассмотрение будет основываться также на следующих допущениях: а) внешние шумы (собственный шум усилителя, наводки и др.) сведены к пренебрежимым величинам и б) сопротивление приемной фольги и подводок термопары ничтожно по сравнению с сопротивлением проволоочек, образующих термопару.

Мы будем пользоваться следующими обозначениями:  $A$  — площадь приемной полоски фольги (принимается, что одна сторона ее зачернена, тогда как другая идеально отражает),  $S$  — полная термо-э.д.с. обоих спаев,  $C$  — теплоемкость приемной фольги,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  — теплопроводности обеих проволоочек, образующих

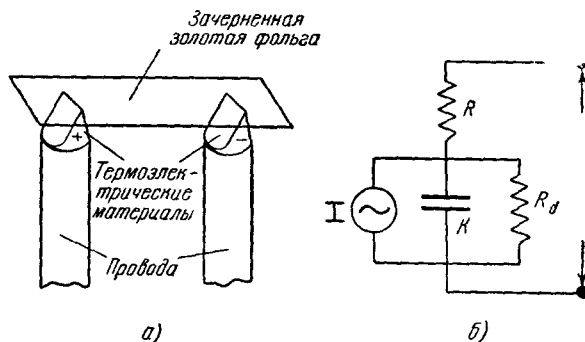


Рис. 1. Схема устройства радиационной термопары (а) и ее эквивалентный контур (б).

термопару,  $\lambda = \lambda_1 + \lambda_2$  — полная теплопроводность термопары,  $Q_1, Q_2$  — электрическое сопротивление каждой из проволочек,  $L_1 = \frac{\lambda_1 Q_1}{T}$ ,  $L_2 = \frac{\lambda_2 Q_2}{T}$  — числа Лоренца, где  $T$  — абсолютная температура.

Приняв, что единственным путем потери тепла является отвод тепла от приемной фольги через оба термоэлектрических элемента, получаем для приращения его температуры  $\Delta T$ , вызванного поступлением лучистой мощности  $\Delta P$ :

$$\Delta T = \frac{\Delta P}{\lambda}, \quad (1)$$

а для сигнала напряжения холостого хода

$$\Delta V = \frac{S \Delta P}{\lambda}. \quad (2)$$

При оптимальной конструкции термопары, когда электрические и термические сопротивления обоих спаев подобраны надлежащим образом (а именно, при данном значении полной теплопроводности размеры обоих термоэлектрических элементов подобраны так, чтобы давать максимальную электропроводность), полное электрическое сопротивление  $R$  будет

$$R = \frac{T (L_1^{1/2} + L_2^{1/2})^2}{\lambda} = \frac{TL}{\lambda}, \quad (3)$$

где  $L$  — эффективное число Лоренца, определяемое равенством

$$L^{1/2} = L_1^{1/2} + L_2^{1/2}. \quad (4)$$

При рассмотрении электрических характеристик термоэлементов весьма важно учитывать эффект Пельтье. Этот эффект состоит в том, что при пропускании тока через термопару в том же направлении, в котором ток протекает при нагревании приемного элемента, этот ток вызывает охлаждение нагретого спая, что ведет к возникновению э.д.с. обратного направления.

Иллюстрировать поведение термопары удобно посредством эквивалентной схемы, предложенной Фельжетом<sup>18</sup>, которая показана на рис. 1, б. Здесь  $R_d$  обозначает динамическое сопротивление, возникающее в результате эффекта Пельтье, равное

$$R_d = \frac{S^2 T}{\lambda}. \quad (5)$$

Сила генерируемого тока равна

$$I = \frac{\Delta P}{ST}, \quad (6)$$

так что напряжение холостого хода оказывается равным

$$\Delta V = IR_d = \frac{S \Delta P}{\lambda},$$

как и в равенстве (2).

Действующая теплоемкость  $K$  дается выражением

$$K = \frac{C}{S^2 T}, \quad (7)$$

так что постоянная времени в режиме холостого хода  $KR_d$  оказывается равной  $C/\lambda$ , как и следовало ожидать.

Динамическое сопротивление  $R_d$  может быть определено путем обычных электрических измерений. Посредством моста постоянного тока нахо-

дят сумму  $R + R_d$ , а при помощи моста переменного тока —  $R$ . В обоих измерениях весьма важно пользоваться столь малыми токами, чтобы нагревание за счет джоулева тепла было пренебрежимо малым. Найдя  $R_d$  и определив удельную отдачу термопары, при посредстве уравнений (2) и (5) можно найти значения полной э. д. с. и теплопроводности термопары в ее фактическом рабочем режиме.

Измерения, выполненные Брауном и др.<sup>10</sup>, показывают, что у лучших термопар Хильгера — Шварца динамическое сопротивление составляет лишь немного больше 10% от сопротивления постоянному току и что полная термо-э.д.с. равна  $\sim 500$  мкв/°С.

Величина джонсоновского шума термопары дается выражением

$$(\Delta V_j)^2 = 4kTR\Delta f. \quad (8)$$

Можно показать, что шумы, возникающие в результате спонтанных флуктуаций термопары приемного элемента, выражаются джонсоновским шумом динамического сопротивления  $R_d$ , так что полное шумовое напряжение выразится как

$$(\Delta V)^2 = 4kT(R + R_d)\Delta f. \quad (9)$$

Последнее выражение представляет собой не что иное, как джонсоновский шум сопротивления термопары, измеренного при малых постоянных токах.

Из уравнений (2), (3), (5) и (9) отношение сигнала к шуму для термопары оптимального устройства получается в виде

$$\frac{S}{N} = \Delta P \left[ 4kT^2\lambda\Delta f \left( 1 + \frac{L}{S^2} \right) \right]^{-1/2}. \quad (10)$$

Из последнего равенства видно, что для повышения отношения сигнала к шуму  $\lambda$  должно быть сделано как можно меньшим. Но при малых  $\lambda$  потери тепла нельзя уже рассматривать как обусловленные только теплопроводностью проволочек термопары; необходимо учитывать также и радиационные потери ( $\lambda_r$ ), возникающие вследствие излучения зачерненной поверхности приемной фольги. Поэтому полная теплоотдача в этом случае будет  $\lambda_i = \lambda + \lambda_r$ . В случае идеального приемника излучения членом  $L/S^2$  в равенстве (10) можно пренебречь по сравнению с единицей. Тогда полная теплоотдача сведется к одним радиационным потерям и будет выражаться как

$$\lambda_{\min} = \lambda_r = 4A\sigma T^3. \quad (11)$$

Минимальный обнаружимый сигнал (порог чувствительности) для такой идеальной термопары (принимая его равным  $\Delta P$ , создающим полезный сигнал, равный шумовому) оказывается

$$(\Delta P)_{\min} = (4kT^2\lambda_r\Delta f)^{1/2}. \quad (12)$$

В случае термопар практически осуществимых минимальных размеров площадь приемной поверхности составляет  $2 \times 0,2$  мм<sup>2</sup>, так что для  $T = 290^\circ$  К и ширины полосы 1 гц

$$(\Delta P)_{\min} = 3,2 \cdot 10^{-12} \text{ вт}. \quad (13)$$

2. Измерения термопар. Результаты измерений некоторых из наиболее чувствительных термопар, известных в настоящее время, приведены в табл. I. Данные других измерений были опубликованы Джонсом<sup>36</sup>. Из таблицы видно, что измеренные значения чувствительности наилучших типов оказываются в 15 раз хуже теоретического предела [равенство (13)] и лишь для одной термопары (порог чувствитель-

Т а б л и ц а I

Измеренные параметры некоторых высокочувствительных термопар

Изготовитель	Площадь приемной поверхности, мм <sup>2</sup>	Сопротивление на пост. токе, ом	Время срабатывания, мсек	Удельная отдача, в/вт	Порог чувствительности *), эт
Хильгер <sup>10</sup> 51205	1,6	48	43	22	$15 \cdot 10^{-11}$
Хильгер <sup>10</sup> 51206	0,4	43	55	38	$4,6 \cdot 10^{-11}$
Хоринг и О'Киф <sup>30</sup>	0,5	5	36	6,5	$5 \cdot 10^{-11}$
Хильгер <sup>39</sup> 4 V	0,4	200	30	9	$2 \cdot 10^{-11}$ (вычисл.)
Перкин и Эльмер <sup>39</sup>	0,4	12	13	4,8	$9 \cdot 10^{-11}$ (вычисл.)
*) При частоте 5 гц и ширине полосы 1 гц. Исследования и разработки в области термопар были описаны Мёнхом <sup>31</sup> , Мором <sup>50</sup> , а также Гаррисом и Сколпом <sup>28</sup> .					

ности которой не был измерен непосредственно) расчет по джонсоновскому шуму дает превышение порога над теоретическим только в шесть раз. Времена срабатывания всех термопар (табл. I) достаточно малы для эффективной работы в сочетании с усилителем переменного тока, настроенным на частоту 5 гц. Эти времена срабатывания довольно близки к постоянной времени, рассчитанной для металлической фольги толщиной 0,1 мк при учете только радиационных потерь, что дает для этой величины 50 мсек.

### Б. Болометры

Существует три различных вида болометров, и хотя все они имеют ту общую черту, что их действие основано на измерении сопротивления теплочувствительного элемента, нагреваемого принимаемой радиацией, они радикально различаются по применяемым материалам и соответственно по лежащим в основе изменения сопротивления физическим явлениям.

1. Классические ~~и~~ металлические болометры представляют собой тонкие ~~металлические~~ пленки с положительным температурным коэффициентом сопротивления, приблизительно равным 0,35% на 1° С.

2. Полупроводниковые болометры обычно изготавливаются из полупроводящих веществ типа оксидов, обладающих высоким удельным сопротивлением.

3. Сверхпроводниковые болометры. В приборах этого типа используется весьма резкое изменение удельного сопротивления, имеющее место при переходе вещества в сверхпроводящее состояние. Температурный коэффициент сопротивления имеет положительный знак и весьма велик ( $R^{-1}dR/dT \sim 1$ ).

Обычный способ использования болометра состоит в пропускании постоянного тока через него и последовательно соединенное с ним нагрузочное сопротивление. При поступлении на приемный элемент прерываемого (с помощью внешнего модулятора) лучистого потока возникающая на нагрузочном сопротивлении слабая переменная э.д.с. подается (через разделительную емкость) на вход усилителя переменного тока, настроенного на частоту прерывания лучистого потока модулятором. Таким образом, в этом случае требования к приемнику, имея в виду получение малых значений постоянной времени, остаются теми же, что и к термоэлементам.

Различные стороны действия болометров были рассмотрены Джонсом<sup>37</sup> Чесмером и др.<sup>14</sup>, Робертсом и Фреем<sup>70</sup>, Мёнхом и др.<sup>52</sup>, Конозенко<sup>41</sup>, Фэсоном<sup>20</sup>, Рейманом<sup>69</sup>, а также Бишофом и др.<sup>7</sup>.

1. **Общая теория болометра.** Рассмотрим болометрический элемент, имеющий при температуре  $T$  сопротивление

$$R = R_0 [1 + \alpha (T - T_0)], \quad (14)$$

где  $R_0$  — его сопротивление при температуре среды  $T_0$ , а  $\alpha$  — температурный коэффициент сопротивления. Тогда для небольших изменений температуры  $\Delta T$  можно написать

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \alpha \Delta T. \quad (15)$$

Как можно показать, оптимальные условия работы болометра имеют место при сопротивлении нагрузки, много большем его внутреннего сопротивления; это означает что сопротивление болометра можно считать постоянным. Поэтому вольтовый сигнал будет согласно (15)

$$\Delta V = i \Delta R = i \alpha R_0 \Delta T. \quad (16)$$

Электрическая мощность, рассеиваемая в болометрическом элементе, равна  $W = i^2 R$ . Предположим, что малый лучистый сигнал  $\Delta P$  вызвал увеличение сопротивления болометрического элемента, равное  $\Delta R$ . В таком случае увеличение мощности, рассеиваемой в болометрическом элементе, будет равно  $\Delta W = i^2 \Delta R$ . Это возрастание электрической мощности будет добавляться к непосредственному эффекту лучистого сигнала, вызывая дополнительное повышение температуры приемного элемента, так что результирующий сигнал будет равен сумме  $\Delta P + \Delta W$ . Вызванное этим сигналом повышение температуры  $\Delta T$  элемента будет

$$\Delta T = \frac{\Delta P + \Delta W}{\lambda},$$

и, таким образом, по равенству (15)

$$\Delta R = \frac{\alpha R_0 (\Delta P + i^2 \Delta R)}{\lambda},$$

или

$$\Delta R = \frac{\frac{\alpha R_0 \Delta P}{\lambda}}{1 - \frac{i^2 \alpha R_0}{\lambda}}. \quad (17)$$

В отсутствие тока через болометрический элемент приращение сопротивления от того же лучистого сигнала было бы равно только

$$\Delta R_0 = \frac{\alpha R_0 \Delta P}{\lambda}, \quad (18)$$

так что вследствие эффекта электротермической обратной связи чувствительность увеличивается в

$$G = \frac{1}{1 - \frac{i^2 \alpha R}{\lambda}} \quad (19)$$

раз, поскольку  $R$  лишь весьма мало отличается от  $R_0$ . Таким образом, рабочая температура  $T$  определяется электрическим нагреванием, т. е.  $i^2 R = (T - T_0) \lambda$ , так что

$$\frac{1}{G} = 1 - \alpha (T - T_0). \quad (20)$$

Поэтому, если  $\alpha$  положительно, возникает электротермическая обратная связь и чувствительность возрастает. Для идеального металла  $\alpha = 1/T$  и уравнение (20) превращается в

$$G = \frac{T}{T_0}. \quad (21)$$

Это увеличение чувствительности невелико, но все же существенно, поскольку, как показано далее, оптимальный рабочий ток создает  $T/T_0 \sim 1,4$ .

Рабочие условия для металлического болометра всегда стабильны. В случае болометра, основанного на сверхпроводимости, где  $\alpha$  также положительно, но велико, нестабильность возникает, если  $\alpha(T - T_0)$  приближается к единице. Если электротермическая обратная связь сильнее, чем это желательно, она может быть ослаблена уменьшением нагрузочного сопротивления, поскольку, как это можно показать, надлежащим подбором режима обратная связь может быть сведена к нулю. Для полупроводникового болометра  $\alpha$  отрицательно, и приведенное выше рассмотрение показывает, что система является стабильной. Однако если применять малые нагрузочные сопротивления (а именно, меньшие согласованного значения), коэффициент обратной связи снова становится положительным. В предельном случае весьма малой нагрузки оказывается, что

$$\frac{1}{G} = 1 + \alpha (T - T_0), \quad (22)$$

так что для типичного значения  $\alpha$  ( $\sim -5\%$  на  $1^\circ \text{C}$ )  $\alpha(T - T_0)$  может быть близким к единице и даже превосходить ее. Более подробное рассмотрение условий стабильности было проведено Джонсом<sup>38</sup>.

Достижимая чувствительность болометра имеет окончательный предел, определяемый флуктуациями температуры его приемного элемента, так же как это имело место в случае термоэлемента. Этот тепловой шум дается выражением

$$\overline{\Delta T_N^2} = 4kT \frac{\Delta f}{\lambda}, \quad (23)$$

или, после приведения к ширине полосы 1 гц (как это и будет принято всюду дальше),

$$\overline{\Delta T_N^2} = \frac{4kT^2}{\lambda}.$$

Поскольку сигнал выражается как  $\Delta P/\lambda$ , мощность лучистого сигнала, эквивалентная тепловому шуму, будет

$$\Delta P_T = (4kT^2\lambda)^{1/2}. \quad (24)$$



Как можно видеть, это равенство, поскольку оно не включает  $\alpha$ , применимо к любому типу болометра. Из него также следует, что минимальная обнаружимая мощность понижается с уменьшением потерь тепла приемным элементом, так что максимальная чувствительность достигается тогда, когда потери тепла практически происходят только через излучение.

Уравнение (24) определяет границу чувствительности только в том случае, когда температурный шум значительно превышает все шумы другого происхождения. На практике такие условия существуют редко и обычно важным, если не доминирующим, источником шума является джонсоновский шум электрических сопротивлений цепи болометра. Этот шум (для случая большого нагрузочного сопротивления) равен

$$\overline{\Delta V_D^2} = 4kTR, \quad (25)$$

так что минимальный лучистый сигнал, эквивалентный шумовому, оказывается равным

$$\Delta P_N^2 = \frac{4kT}{\lambda} \left[ \frac{(\alpha^{-1} - T - T_0)^2}{T - T_0} - T \right]. \quad (26)$$

2. Металлические болометры. Для частного случая «классического» металлического болометра (для которого  $\alpha = 1/T$ ) уравнение (26) принимает вид

$$\Delta P_N^2 = \frac{4kTT_0}{\lambda} \left( \frac{\beta^2 - \beta + 1}{\beta - 1} \right), \quad (27)$$

где  $\beta = \frac{T}{T_0}$ .

Когда потери тепла происходят только вследствие теплопроводности (имея в виду, что  $\lambda$  не зависит от температуры), выражение (26) имеет максимум при

$$\beta = \frac{T}{T_0} = 1,56,$$

причем этому условию соответствует величина минимального обнаружимого сигнала, равная

$$(\Delta P)_{\min} = 2,38 (4kT_0^2 \lambda_c)^{1/2}. \quad (28)$$

Если же потеря тепла происходит только в результате излучения (имея в виду, что в этом случае  $\lambda$  меняется пропорционально  $T^3$ ), выражение (26), оказывается, имеет минимум при  $\beta = 1,23$ , равный

$$(\Delta P)_{\min} = 3,56 (4kT_0^2 \lambda_{r0})^{1/2}, \quad (29)$$

где  $\lambda_{r0} = 4A\sigma T_0^3$  есть теплопроводность при температуре  $T_0$ . Подобные же оптимальные значения  $\beta$  были получены Чесмером и др.<sup>14</sup>

Как отмечалось выше, наивысшей возможной чувствительностью обладает болометр, имеющий только радиационные потери тепла. Поэтому порог чувствительности классического металлического болометра может быть выражен как

$$(\Delta P)_{\lim} = 1,42T_0^2 (kT_0 A\sigma)^{1/2}. \quad (30)$$

Для приемной площадки размером  $1 \text{ мм}^2$  это дает  $1,8 \cdot 10^{-11} \text{ вт}$ , а для площадки в  $0,4 \text{ мм}^2$  значение  $1,2 \cdot 10^{-11} \text{ вт}$ .

Как легко заметить, последняя цифра дает приблизительно в четыре раза худший порог, чем вычисленный по формуле (13) для термопары с тем же размером приемной площадки. Это имеет своей причиной только

то, что болометр работает не при температуре окружающей среды, вследствие чего для него потери тепла, равно как и флуктуации температуры, являются большими, поскольку  $kT > kT_0$ . Помимо этого, для болометра  $\alpha = 1/T$  ниже, и наконец, в случае болометра нельзя считать джонсовский шум пренебрежимым, так как рабочий ток не может быть увеличен в достаточной мере без того, чтобы не сделать другие помехи, меняющиеся с температурой в обратном направлении, слишком значительными, и тем еще ухудшить порог чувствительности. Тем не менее приведенная цифра ( $1,2 \cdot 10^{-11} \text{ вт}$ ) для приемной площадки размером  $2 \times 0,2 \text{ мм}^2$  значительно меньше, чем любой порог чувствительности, достигнутый до настоящего времени с радиационными термоэлементами. Более того, в случае металлического болометра имеется, по-видимому, возможность удовлетворить все основные физические требования для идеальной работы, поскольку ими являются только следующие:

1) температурный коэффициент сопротивления  $\alpha$  должен быть равен  $1/T$ ;

2) не должно быть никаких избыточных шумов, в частности токовых и контактных шумов;

3) потери тепла через теплопроводность должны быть сделаны малыми сравнительно с радиационными потерями.

Условие 1), несомненно, может быть выполнено в случае массивного металла и даже может быть заметно превышено, в частности, при температуре  $\sim 100^\circ \text{С}$ , которая должна быть типичной рабочей температурой. Существуют, однако, трудности изготовления достаточно тонких приемных элементов (которые имели бы за счет малой массы достаточно малые значения постоянной времени), имеющих  $\alpha$  той же величины, что и у массивного металла. В частности, никель, имеющий одно из наибольших (для металлов) значений  $\alpha$  ( $0,0043$  на  $1^\circ \text{С}$ ), будучи в виде массивного металла, как было показано Биллингсом и др.<sup>5</sup>, дает в форме тонких ( $0,05 \text{ мк}$ ) испаренных слоев всего лишь  $\alpha \cong 4 \cdot 10^{-5}$  на  $1^\circ \text{С}$ . С другой стороны, Брокман<sup>9</sup> обнаружил, что при электрическом нанесении никеля на медную фольгу с последующим растворением меди электрохимическим путем могут быть получены Ni-пленки толщиной  $\sim 0,1 \text{ мк}$  с  $\alpha$ , лежащим в пределах  $0,0043$ — $0,0051$  на  $1^\circ \text{С}$ , а Чесмер и др.<sup>14</sup> применяли прокатанную платину толщиной менее  $1 \text{ мк}$ , имевшую  $\alpha$ , близкое к  $\alpha$  для массивного металла ( $0,0035$  на  $1^\circ \text{С}$ ).

В отношении условия 2) следует ожидать, что контактные шумы могут быть полностью устранены применением во всей цепи сварных соединений и что при этом токовый шум в таких «массивных» приемных элементах не будет иметь место, хотя в тонких слоях, полученных испарением, катодным распылением и даже путем электролитического осаждения, их наличия следует ожидать. Чесмер и др.<sup>14</sup> нашли, что токовый шум в их платиновых ленточных болометрах являлся существенной помехой, но что при помещении болометра в вакуум этот шум снижался. Это привело к предположению, что шум имел акустическое происхождение.

Условие 3), т. е. требование, чтобы радиационная отдача тепла доминировала над потерей тепла через теплопроводность подводов к болометрическому элементу, не является легко выполнимым. Рассмотрим приемный элемент болометра длиной  $L$ , шириной  $\omega$  и толщиной  $t$ . Тогда «радиационная теплопроводность»  $\lambda_r$  может быть выражена как

$$\lambda_r = 4\sigma T^3 \omega L = 10^{-3} \omega L \text{ вт}/^\circ \text{С}, \quad (31)$$

если размеры элемента выражены в сантиметрах. Теплопроводность через оба конца приемного элемента можно оценить, приняв, что температура болометрического элемента одинакова в пределах средней трети его длины

и линейно падает в каждой концевой трети. Тогда мы получим

$$\lambda_c = 2K\omega t \frac{3}{L}, \quad (32)$$

где  $K$  — коэффициент теплопроводности, равный для никеля и платины  $0,65 \frac{\text{дж}}{\text{сек}^2 \cdot ^\circ\text{C} \cdot \text{см}}$ , откуда

$$\lambda_c = 2,7 \frac{\omega t}{L} \frac{\text{см}}{^\circ\text{C}}.$$

Таким образом, для выполнения условия 3) необходимо сделать так, чтобы  $\lambda_r \gg \lambda_c$ , что означает

$$\frac{L^2}{t} \gg 2700 \text{ см}. \quad (33)$$

Желательное (с точки зрения достаточно малого значения постоянной времени) значение толщины  $t$  элемента равно  $0,2 \text{ мк}$ . Поэтому должно быть  $L^2 \gg 5,4 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2$ . Поскольку потери в пороге чувствительности не будут слишком велики при отношении радиационной теплоотдачи к отдаче через теплопроводность, равном  $3:1$ , минимальная длина элемента при указанной его толщине должна составлять  $4 \text{ мм}$ . Более детальное рассмотрение распределения температуры вдоль болометра было дано Смитом и др.<sup>75</sup>

Техническим пределом размеров приемного элемента для реально осуществимого болометра из металлической фольги следует считать  $3 \times 0,2 \cdot 10^{-5} \text{ мм}^3$ . Применяв уравнение (30), мы получим для этих размеров порог чувствительности, равный

$$(\Delta P)_{\text{lim}} = 1,4 \cdot 10^{-11} \text{ вт}.$$

Результаты Чесмера и др.<sup>14</sup> для вакуумного болометра длиной  $6 \text{ мм}$  показали, что тепловое сопротивление его равнялось  $11 \cdot 400 \text{ }^\circ\text{C/вт}$  против расчетной радиационной теплоотдачи  $17 \cdot 000 \text{ }^\circ\text{C/вт}$ , так что последняя превосходила вдвое теплоотдачу через теплопроводность.

Характеристики некоторых из наиболее чувствительных металлических болометров, данные о которых были опубликованы, приведены в табл. II.

Таблица II

Характеристики металлических болометров

Авторы	Площадь приемной поверхности, мм <sup>2</sup>	Постоянная времени, мсек	Порог чувствительности, вт
Биллингс и др. <sup>5</sup> . . . . .	6	4	$3,3 \cdot 10^{-9}$
Биллингс и др. <sup>6</sup> . . . . .	6	5	$1,7 \cdot 10^{-9}$
Мёх и др. <sup>52</sup> . . . . .	16	110	$\sim 1 \cdot 10^{-8}$
Чесмер и др. <sup>14</sup> . . . . .	6	16	$4,7 \cdot 10^{-10}$
Арчиболд <sup>88</sup> . . . . .	0,5	7	$3,6 \cdot 10^{-10}$

Представляется, по-видимому, осуществимым уменьшение размеров приемной поверхности болометра Чесмера в 10 раз и тем достижение порога чувствительности  $1,5 \cdot 10^{-10} \text{ вт}$ . Но и такой болометр по порогу чувствительности будет все еще на порядок величины хуже, чем теоретический предел. Изготовители в значительной мере относят недостатки своих болометров за счет токового шума.

3. Полупроводниковые болометры. Коммерческими полупроводниковыми болометрами являются «термисторы», которые согласно Уормсеру<sup>85</sup> изготавливаются из спеченных окислов марганца и никеля или никеля и кобальта. Удельные сопротивления этих материалов различаются приблизительно в отношении 10 : 1, но в обоих случаях, при подходящей геометрии приемных элементов, сопротивления их таковы, что допускают непосредственное включение на вход усилителя.

Сопротивление чувствительного элемента термистора меняется с температурой по экспоненциальному закону

$$R = R_0 \exp \frac{E}{2kT}, \quad (34)$$

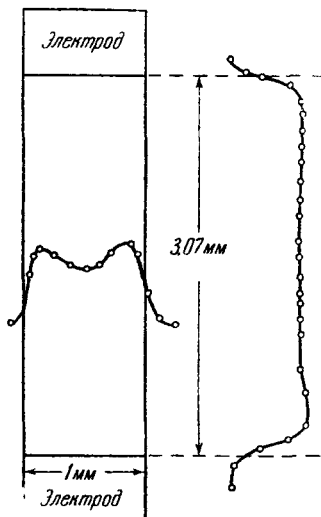
где  $E$  — энергия активации, равная около 0,6 эв. Отсюда

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{E}{2kT} \frac{\Delta T}{T}, \quad (35)$$

что дает  $\Delta R/R \Delta T$ , равное около 4% / °С.

Вследствие столь большой величины температурного коэффициента сопротивления высокая чувствительность может быть получена с чувствительными элементами, расположенными на подложках и находящимися в атмосфере обычного воздуха, и никаких попыток изготовления таких приемников в вакуумно-плотных оболочках не предпринималось. Преимуществом расположения приемных элементов на подложке является возможность

Рис. 2. Изменение чувствительности термистора по его приемной поверхности.



получения малых постоянных времени без применения слишком тонких и потому механически непрочных чувствительных слоев; для таких болометров типична толщина ~10 мк.

Термисторные болометры существуют в продаже в широком выборе размеров приемных поверхностей, и Уормсером<sup>85</sup> было показано, что порог чувствительности точно следует закону обратной пропорциональности корню квадратному из площади, особенно в случае болометров с элементами, нанесенными на стекло.

На рис. 2 показано изменение чувствительности в пределах приемной поверхности термисторного болометра. Как видно, размер чувствительной поверхности практически совпадает с геометрическими размерами приемной площадки.

Таблица III

Характеристики термисторных болометров

Авторы	Площадь приемной поверхности, мм <sup>2</sup>	Постоянная времени, мсек	Порог чувствительности, $\Omega$	Подложка
Уормсер <sup>85</sup> . . . . .	5,55 × 2,25	6	2,7 · 10 <sup>-9</sup>	Стекло
» . . . . .	2,5 × 0,2	6	3,7 · 10 <sup>-10</sup>	Стекло
» . . . . .	2,5 × 0,2	20—40	1,7 · 10 <sup>-10</sup>	Без подложки; в воздухе
Бэккер и Мур <sup>3</sup> . . . . .	3,0 × 0,2	5	0,7 · 10 <sup>-10</sup>	?
Джиллхэм . . . . .	3,0 × 0,25	14	1,5 · 10 <sup>-9</sup>	Без подложки; в вакууме

Результаты измерений некоторых термисторных болометров рассматриваемого устройства и одного из полупроводящей сурьмы приведены в табл. III.

4. Сверхпроводящие болометры. При понижении температуры некоторых проводников они становятся сверхпроводящими, т. е. их сопротивление исчезает. При этом вблизи границы перехода в сверхпроводящее состояние уменьшение сопротивления с понижением температуры происходит весьма быстро. На рис. 3 показана эта зависимость для нитрида ниобия, представляющая собой типичный пример. Наибольшая крутизна этой кривой составляет  $2,7 \text{ ом}/^\circ\text{C}$ , что соответствует  $\frac{\Delta R}{R\Delta T} \sim 20 : 1$  на  $1^\circ\text{C}$ , — чрезвычайно большую величину сравнительно со значениями, полученными с обычными металлическими болометрами. Типичным значением, согласно Робертсу и Фрею<sup>70</sup>, является  $\frac{\Delta R}{R\Delta T} \sim 5 : 1$  на  $1^\circ\text{C}$ .

Нитрид ниобия представляет собой вещество, наиболее широко применяемое для изготовления сверхпроводящих болометров, потому что для него температура перехода в сверхпроводящее состояние достаточно высока, чтобы работать в области температур, создаваемых посредством жидкого водорода (хотя делались попытки применить также тантал).

Сверхпроводящие болометры являются, по-видимому, наиболее чувствительными тепловыми приемниками излучения, созданными до настоящего времени. Другим их преимуществом является то, что, будучи охлажденными, они с большей скоростью приходят в исходное состояние и потому являются более быстродействующими, чем болометры неохлаждаемых типов; сообщалось о постоянной времени для них, меньшей  $1 \text{ мсек}$ .

Главным препятствием к широкому распространению сверхпроводящих болометров в качестве приемников излучения является необходимость применения для охлаждения жидких водорода или гелия и связанное с этим применение больших и сложных криостатов.

Некоторые параметры для ряда сверхпроводящих болометров, изготовленных различными авторами, приведены в табл. IV.

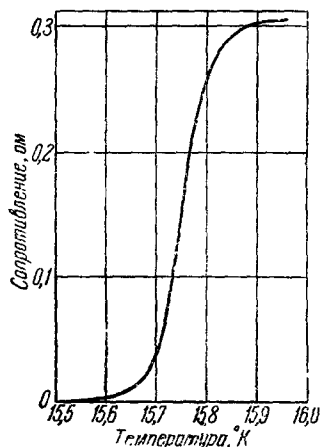


Рис. 3. Зависимость сопротивления от температуры для нитрида ниобия.

Таблица IV

Характеристики сверхпроводящих болометров

Авторы	Площадь приемной поверхности, мм <sup>2</sup>	Постоянная времени, мсек	Частота модуляции, гц	Порог чувствительности, вт
Фэсон <sup>21</sup>	1,8	10	360	$2,3 \cdot 10^{-10}$
»	1,2	1,2	360	$1,3 \cdot 10^{-10}$
»	0,7	0,9	360	$1,3 \cdot 10^{-10}$
»	0,4	1,7	360	$1,6 \cdot 10^{-10}$
Нилсен <sup>59, 21</sup>	0,8	1,8	27	$20 \cdot 10^{-10}$
Робертс и Фрей <sup>70</sup>	~5	~3	800	$\sim 10^{-10}$
Халберт и Джонс <sup>31</sup>	100	20 000	Пост. ток	$3 \cdot 10^{-12}$

В отношении результатов Фэсона<sup>21</sup>, полученных при частоте модуляции, равной 360 гц, при ширине полосы усилителя от 100 до 400 гц, мы сочли неправильным уменьшать порог чувствительности в  $\sqrt{3900}$  раз, чтобы получить порог при ширине полосы 1 гц, так как известно, что амплитуда шумов от частоты не зависит. Опыт показывает, что чувствительность сверхпроводящих болометров ограничивается не джонсоновским, но токовым шумом, превосходящим приблизительно в 10 раз джонсоновское шумовое напряжение, которое должно иметь место при 16° К. Типичная частотная зависимость токового шума выражается соотношением: мощность шума  $\sim$  (частота)<sup>-1</sup>. Интегрирование такого спектра шумов в пределах от 100 до 4000 гц дает для эквивалентной ширины полосы, при частоте модуляции 360 гц, 1300 гц. Поэтому собственные цифры Фэсона для порога чувствительности были уменьшены в  $\sqrt{1300}$  раз, и именно такие значения приведены в табл. IV.

Вычисления показывают, что если частота модуляции достаточно мала, чтобы амплитуда сигнала не срезалась, все первые четыре болометра из приведенных в табл. IV имеют пороги чувствительности около  $4 \cdot 10^{-11}$  вт (также с учетом указанной выше зависимости шума от частоты). Если же мощность шума возрастает несколько медленнее, чем следует из этой зависимости, то пороги оказываются существенно лучшими. Смит и др.<sup>75</sup> приводят в своем рассмотрении лучшие значения, но указывают, что большая ширина полосы измерительного усилителя может ввести дополнительные неучитываемые ошибки. Сам Фэсон<sup>21</sup> отмечает, что измерения с узкополосными усилителями дают худшие значения порогов. Поэтому несколько более пессимистическая оценка, даваемая здесь, представляется оправданной.

#### В. Пневматические приемники теплового излучения

Впервые подробности о высокочувствительных пневматических приемниках излучения были опубликованы Вейссом<sup>81</sup>, а также Цалем и Голи<sup>87</sup>. Несколько позже появились более обстоятельные публикации Голи<sup>25, 26</sup>, имя которого теперь связано с этими приборами\*).

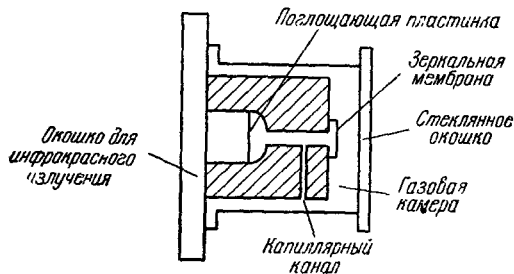


Рис. 4. Схема устройства пневматического приемника излучения.

Как показано на рис. 4, пневматический приемник состоит из небольшой, наполненной тонким газом камеры, поверхность которой покрыта слоем вещества, сильно поглощающего принимаемое излучение. Один из торцов этой камеры герметически закрыт пластинкой из прозрачного для инфракрасного излучения материала, второй — тонкой, подвижной и упругой

мембраной, внешняя (по отношению к газовой камере) поверхность которой является зеркальной. Поступающее в камеру излучение поглощается внутренней пластинкой и нагревает газ, который, расширяясь, изгибает зеркальную мембрану. Эти небольшие искривления поверхности зер-

\*) Автору, очевидно, остались неизвестными пионерские работы Вейнгера в этой области, выполненные им еще в первой половине тридцатых годов. (Прим. перев.,

кала обнаруживаются в результате дефокусировки светового пучка, падающего от специального источника на зеркальную поверхность мембраны и при ее нормальном положении фокусируемого на фотоэлементе (вся эта часть устройства на рис. 4 опущена).

Для получения высокой чувствительности на мембрану проектируется изображение штриховой решетки, которая после отражения от нее вновь фокусируется на самой решетке. Система отрегулирована таким образом, что при нулевом сигнале отраженный от мембраны свет не может проникнуть сквозь решетку, но как только мембранное зеркало изменит свою форму, свет проникает сквозь решетку и создает на выходе фотоэлемента соответствующий электрический сигнал.

Тонкая пленка, поглощающая принимаемое излучение, обычно изготавливается путем испарения тонкого слоя металла на подложку из коллодия. Эта пленка должна иметь поверхностное сопротивление  $\sim 270\text{—}370\text{ ом/см}^2$ . Для того чтобы приемник не был подвержен изменениям внешних давления и температуры, газовая камера снабжена капиллярным каналом, при помощи которого уравнивается давление по обе стороны зеркальной мембраны.

Согласно Джонсу<sup>39</sup> чувствительность таких приемников весьма высока, будучи ограничена тепловым шумом, всего лишь в  $\sqrt{3}$  раза превышающим предел радиационного шума. Другим его достоинством является высокий уровень выходного электрического сигнала, так что требования к электронному усилителю не являются жесткими.

Постоянная времени таких приемников невелика: она может быть снижена до  $0,34\text{ мсек}$  (Вейсс<sup>81</sup>) применением гелия для наполнения газовой камеры. Однако при снижении постоянной времени на  $20\text{ мсек}$  чувствительность также начинает уменьшаться.

Характеристики пневматических приемников по данным Фэсона<sup>21</sup> приведены в табл. V.

Таблица V

Характеристики пневматических приемников

Площадь приемной поверхности	Постоянная времени	Порог чувствительности
7 мм <sup>2</sup>	5 мсек	$4,8 \cdot 10^{-11}\text{ вт}$ (при ширине полосы 10 гц) *)
*) Фирма Unicam Instrument (Кембридж, Англия) сообщает о пороге чувствительности $\sim 5 \cdot 10^{-11}\text{ вт}$ при ширине полосы 0,1 гц, что соответствует около $\sim 16 \cdot 10^{-11}\text{ вт}$ для полосы 1 гц.		

Учитывая большие площади приемных поверхностей и малые постоянные времени, присущие приемникам этого типа, чувствительность их следует считать весьма высокой.

#### Г. Приемники, основанные на тепловом расширении

Используя тепловое расширение металлической полоски для создания поворота зеркальца в устройстве, подобном подвесу зеркального гальванометра, Джонс<sup>89</sup> достиг чувствительности  $10^{-11}\text{ вт}$  при площади приемной поверхности 1 мм<sup>2</sup> и постоянной времени 0,1 сек.

### III. ФОТОПРОВОДЯЩИЕ ПРИЕМНИКИ ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Представляющие интерес вследствие своей высокой чувствительности фотопроводящие приемники инфракрасного излучения можно разделить на три основные группы:

- 1) группа сернистого свинца ( $\text{PbS}$ ,  $\text{PbSe}$ ,  $\text{PbTe}$ ),
- 2) антимонид индия ( $\text{InSb}$ ),
- 3) легированные германий и кремний.

Фотосопротивления из материалов, входящих в первую группу, в настоящее время широко применяются в исследовательских лабораториях. Сернистосвинцовые фотосопротивления легко могут быть приобретены, тогда как фотосопротивления из  $\text{PbS}$  и  $\text{PbTe}$  уже рекламируются производящими фирмами. Во всех фотосопротивлениях этой группы светочувствительный слой получается нанесением соответствующего материала на изолирующую подложку.

$\text{InSb}$  в данное время представляет собой объект многочисленных исследований (общих, оптических, фотоэлектрических и полупроводниковых свойств). Он применяется в виде монокристаллов.

В случае легированных германия и кремния фотопроводимость не является собственной, как у материалов первых двух групп, а обусловлена искусственно введенными примесями. Эти материалы, как и  $\text{InSb}$ , применяются в монокристаллической форме.

Довольно обширная информация по всем этим типам фотопроводников была опубликована в «Трудах Конференции по фотопроводимости», состоявшейся в Атлантик Сити. Два обзора автора<sup>55, 57</sup> содержат значительное количество данных по материалам группы сернистого свинца.

#### А. Фотоэлементы из соединений свинца

1. Изготовление. Существуют два различных метода изготовления фотосопротивлений из соединений свинца с элементами VI группы периодической системы: метод химического нанесения светочувствительных слоев и метод получения таких слоев возгонкой в вакууме. В то время как второй применим ко всем трем веществам, первый широко используется только при изготовлении  $\text{PbS}$ -фотосопротивлений.

В методе химического нанесения, описанном Франком<sup>19</sup>, Кицинским<sup>46</sup> и Пиком<sup>66</sup>, в качестве исходных реактивов применяются уксусноокислый свинец, гидрат окиси натрия и сернистая или селенистая мочевины. После осаждения слоя его чувствительность повышают посредством прокаливании в воздухе или кислороде при низких давлениях. Изготовленные химическим способом светочувствительные слои работают в атмосфере воздуха или покрываются тонким защитным слоем лака. Такие слои могут быть различных размеров, но не могут быть удобным образом охлаждаемы.

В противоположность химически приготовленным слоям, получаемые возгонкой в вакууме, должны готовиться в закрытом объеме, вакуумно-плотная оболочка которого должна быть поэтому снабжена прозрачным для инфракрасного излучения окном\*). Требования к таким окнам значительно жестче, чем в случае термоэлементов и болометров, так как они должны обеспечивать хороший вакуум при высоких температурах ( $500\text{--}600^\circ\text{C}$ ), применяемых при изготовлении фотосопротивлений. Пирекс обладает хорошим пропусканием вплоть до длин волн  $\sim 2,7\text{ мк}$ ; поэтому

\*) Приводимые автором данные по конструктивно-технологической стороне дела значительно устарели. В настоящее время существуют конструкции фотосопротивлений, допускающие удобное охлаждение слоев различными способами, причем светочувствительные элементы для этих конструкций могут быть изготовлены как методом химического осаждения, так и возгонкой в вакууме. (Прим. перев.)



он пригоден в качестве материала входных окон для PbS-фотосопротивлений. Для PbTe-фотоэлементов применяются окна из искусственного сапфира<sup>13</sup> (монокристаллический  $Al_2O_3$ ). Такие окна могут быть приварены непосредственно к стеклянным сосудам из сортов стекла, обладающих подходящими значениями коэффициента линейного расширения. В случае охлаждаемых PbSe-фотосопротивлений, где требуется прозрачность в еще более далеком инфракрасном участке спектра, единственным подходящим материалом является периклаз (монокристаллический MgO). Этот материал также может быть приварен к стеклу, но его коэффициент расширения выше, чем у сапфира, так что представляется затруднительным подобрать сорта стекла, которые не размягчались бы при наиболее высоких температурах, применяемых при изготовлении фотосопротивлений.

В общем, способ изготовления фотосопротивлений с чувствительными слоями, получаемыми возгонкой, состоит в испарении соответствующего материала путем нагревания всего фотоэлемента в печи при  $\sim 600^\circ C$  и конденсации слоя на входном окне посредством местного охлаждения последнего обдуванием струей воздуха комнатной температуры. После этого печь удаляется и материал перегоняется с окна на поверхность с контактными электродами, для чего окно нагревается пламенем ручной горелки, а подложка, снабженная электродами, охлаждается воздушным дутьем или жидкостью. Для получения высокочувствительных слоев на той или другой стадии необходимо применить кислород, например вводя PbO в исходный материал путем перегонки в атмосфере кислорода при низком давлении или же прокаливанием окончательного слоя в атмосфере воздуха или кислорода. Подбор режимов времени, температур, давлений, количества материалов и их состава является искусством изготовления фотосопротивлений.

2. О б щ и е с в о й с т в а. Сенсibilизированные (кислородом) слои фотосопротивлений были исследованы при помощи электронного микроскопа и оказались состоящими из микрокристаллов размером  $\sim 0,1 \text{ мк}$ <sup>17</sup>. Неохлаждаемые PbS-фотосопротивления имеют обычно сопротивление  $\sim 10^6 \text{ ом}$ , тогда как фотосопротивления из PbTe и PbSe при температуре жидкого воздуха имеют значительно более высокие сопротивления. Для целей спектроскопии обычно применяют «щелеобразные» фотосопротивления, т. е. такие, у которых расстояние между параллельными контактными электродами составляет около 0,1 протяженности светочувствительного слоя в перпендикулярном направлении; это дает возможность избежать неудобных больших значений внутреннего сопротивления.

Фотосопротивления включаются в цепь, состоящую из источника постоянного напряжения ( $\sim 100 \text{ в}$ ) и бесшумного (проволочного) нагрузочного сопротивления. Отдача пропорциональна напряжению, лежащему на фотосопротивлении. В подавляющем большинстве случаев применяют модулированные световые потоки и переменное напряжение с нагрузочного сопротивления подается через емкость на вход усилителя, настроенного на частоту модуляции.

Сернистосвинцовые фотосопротивления имеют хорошую чувствительность без охлаждения, так что, хотя и можно несколько повысить чувствительность путем умеренного охлаждения (до температуры «сухого льда», т. е. до  $-78^\circ C$ , например), этого обычно не требуется. Как отмечалось выше, как правило, охлаждение слоев, полученных химическим путем, не предусматривается. В противоположность этому PbTe-фотосопротивления имеют весьма низкую чувствительность, если они не охлаждены до температуры жидкого воздуха или близкой к ней. Охлаждения до  $130\text{—}140^\circ K$  обычно было бы достаточно, но ближайшими к этой температуре холодильными агентами являются жидкий азот и жидкий

кислород (второй из которых часто дает лучшие результаты, чем первый). Селенистосвинцовые фотосопротивления могут быть использованы при любой температуре от комнатной и ниже. Без охлаждения чувствительность мала, но все же достаточна в ряде случаев. Охлаждаемые жидким воздухом PbSe-фотосопротивления обнаруживают хорошую чувствительность до сравнительно больших значений длин волн.

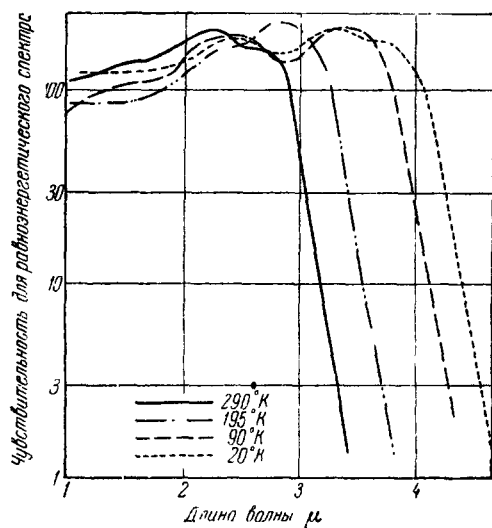


Рис. 5. Спектральная чувствительность PbS.

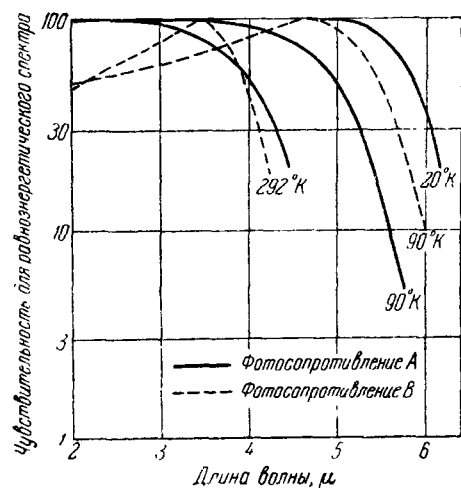


Рис. 6. Спектральная чувствительность PbTe.

3. Спектральная чувствительность. Наряду с интегральной чувствительностью приемников излучения их важнейшим параметром является та спектральная область, в которой эта чувствительность распределена.

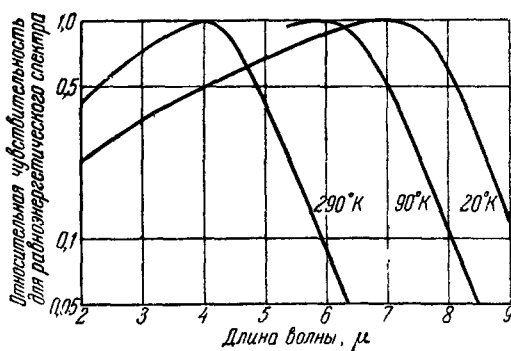


Рис. 7. Спектральная чувствительность PbSe.

Кривые спектральной чувствительности для трех рассматриваемых типов фотосопротивлений при различных температурах светочувствительных слоев показаны на рис. 5—7. Как легко видеть чувствительность в длинноволновой области (за максимумом) падает по линейному закону, если кривая построена в полулогарифмическом масштабе, так что не существует определенного значения длины волны, при котором чувствительность обращалась бы в нуль.

Удобным критерием для определения длинноволнового предела области длин волн, в которой чувствителен такой приемник, является то значение длины волны, при котором его отдача уменьшается вдвое по отношению к максимальной<sup>54</sup>. Эти значения (выраженные в микронах), взятые из кривых рис. 5—7, сведены в табл. VI.

Постепенный спад кривых спектральной чувствительности в сторону коротких волн обязан главным образом тому обстоятельству, что кривые

построены для равноэнергетического спектра, в то время как эти фотосоппротивления представляют собой приемники фотонов. Поскольку количество фотонов для определенного значения энергии в данном спектральном интервале  $d\lambda$  пропорционально длине волны  $\lambda$ , отдача фотоэлемента также пропорциональна  $\lambda$  в той области длин волн, где его квантовый выход постоянен.

Все рассматриваемые фотоэлементы обнаруживают при охлаждении чувствительность в широком интервале длин волн. Поскольку с понижением температуры возрастает также и абсолютная чувствительность, охлаждение светочувствительных слоев дает двойное преимущество.

Вначале существовало мнение, что значение  $\lambda_{1/2}$  для PbSe меньше, чем для PbTe. Последующие исследования Гибсона и др.<sup>23</sup>, а также Робертса и Янга<sup>71</sup> показали, однако, что для правильно изготовленных слоев длинноволновая чувствительность PbSe простирается дальше. Зависимость спектральной чувствительности от толщины слоя была исследована Хемфри и Петрицем<sup>32</sup>, а механизм сенсбилизации слоев Хемфри и Скенлоном<sup>34</sup> и Хемфри и Петрицем<sup>33</sup>.

4. В р е м я с р а б а т ы в а н и я. Время, необходимое для первичного процесса — поглощения фотона и образования пары электрон — дырка — весьма мало, около  $10^{-14}$  сек. Однако когда постоянный лучистый поток внезапно начинает действовать на фотосоппротивление, то, хотя образование свободных носителей начинается немедленно, проходит некоторое время, прежде чем избыточная концентрация носителей достигает равновесного значения, соответствующего максимальному сигналу для данного значения облученности.

Установлено, что это образование токового сигнала и его исчезновение по выключении освещения представляет собой обычно простые экспоненциальные процессы с единственным значением постоянной времени  $\tau$ , хотя иногда обнаруживаются и два различных значения постоянной времени<sup>22, 73</sup>. Поэтому сигнал  $S_f$ , создаваемый светом, модулируемым с частотой  $f$ , связан с сигналом при постоянном освещении  $S_0$  следующим соотношением:

$$S_f = S_0 (1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2)^{-1/2}. \quad (36)$$

Для высокочувствительных PbS-фотосоппротивлений, имеющих слои, полученные возгонкой, времена срабатывания лежат в пределах 20—200 мсек; некоторые слои, приготовленные путем химического осаждения, имеют значительно большие постоянные времени. Для лучших фотосоппротивлений из PbS и PbTe постоянные времени весьма малы<sup>57</sup>, обычно меньше  $10^{-5}$  сек, а иногда и меньше  $10^{-6}$  сек. Соответственно этому частоты модуляции лучистого потока, применяемые с PbS-фотосоппротивлениями, обычно составляют от нескольких сотен до нескольких тысяч герц. Для фотосоппротивлений двух других типов верхний предел частоты, как правило, определяется не их свойствами, а возможностями создания соответствующих прерывателей лучистого потока.

На основе рассмотрения процесса рекомбинации в полупроводниках можно показать, что фоточувствительность вообще прямо пропорцио-

Таблица VI

Пороговые длины волн для приемников группы PbS

Материал	Температура °K		
	290	90	20
PbS	2,9	3,8	4,1
PbTe	3,9	5,1	5,9
PbSe	5,0	7,1	8,2

нальна времени срабатывания <sup>72, 54</sup>. Это соотношение было подтверждено экспериментально на PbS-слоях химического изготовления <sup>38</sup>, но, по-видимому, оно неприменимо к охлаждаемым PbTe- и PbSe-фотосопротивлениям, среди которых наиболее чувствительные образцы иногда имеют наименьшие значения постоянной времени. Следует отметить также, что для PbS-фотосопротивлений, изготовленных по методу возгонки, отношение чувствительности к постоянной времени в два-три раза превышает это отношение у химических слоев. Иначе говоря, при равной чувствительности слой, полученный возгонкой, менее инерционны.

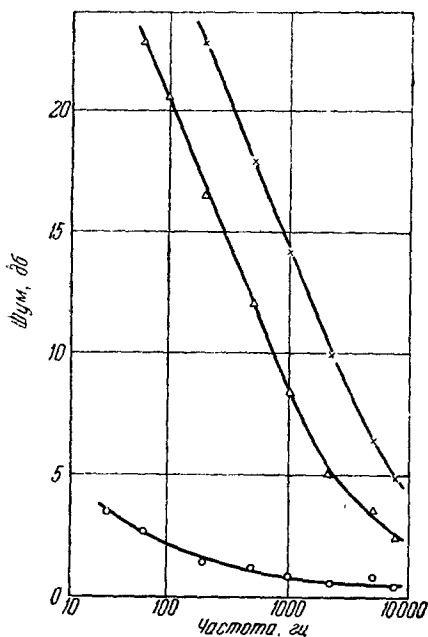


Рис. 8. Токовый шум в теллуриде свинца

Малые значения постоянных времени, свойственные современным фотосопротивлениям, особенно из PbTe, делают возможной высокоскоростную спектроскопию. Так, например, Беллок и Силвермен <sup>11</sup> регистрировали до 120 полных спектров в секунду.

5. Шум и чувствительность. Как было указано в разделе, посвященном тепловым приемникам излучения, практически используемая чувствительность определяется отношением полезного сигнала к шуму. Как и ранее, в случае фотосопротивлений порог чувствительности обычно определяется условием равенства полезного и шумового сигналов для полосы пропускания 1 гц. В фотосопротивлениях необходимо считаться с тремя видами шума: 1) джонсоновским шумом, 2) токовым шумом, 3) радиационным шумом.

Вообще говоря, джонсоновский шум может быть подавлен увеличением тока через фотосопротивление (т. е. за счет увеличения сигнала), причем соответственно возрастает и токовый шум. Для большинства фотосопротивлений именно токовый шум является основным ограничением, т. е. именно он определяет порог чувствительности, хотя имеются данные, указывающие, что порог чувствительности для самых лучших образцов, если и не определяется радиационным шумом (т. е. шумом, создаваемым нерегулярно поступающими на чувствительный слой фотосопротивления квантами теплового излучения окружающих предметов, находящихся при комнатной температуре) полностью, то, во всяком случае, приближается к соответствующему значению.

Характерной особенностью токового шума является то, что мощность его в широком интервале частот приблизительно обратно пропорциональна частоте, хотя от образца к образцу имеются большие или меньшие отступления от этой зависимости <sup>2, 4</sup>. Это свойство иллюстрируется группой кривых токового шума для PbTe-фотосопротивления, приведенных на рис. 8. В большей части взятого интервала частот шумовое напряжение  $N_j$  изображается соотношением  $N \sim f^{-1/2}$ .

На этом основании из уравнения (36) получаем для отношения сигнала к шуму выражение

$$\left(\frac{S_f}{N_j}\right)^2 \sim \frac{f}{1 + 4\pi^2 \tau^2 f^2} \quad (37)$$

Из него следует, что оптимальной рабочей частотой является такая, при которой правая часть равенства (37) имеет максимум, а именно  $f = \frac{1}{2\pi\tau}$ . Для неохлаждаемых PbS-фотосопротивлений эта частота оказывается лежащей вблизи 1000 гц.

Токовый шум не представляет собой фундаментального ограничения для чувствительности, потому что нет никаких теоретических оснований к тому, что он вообще должен существовать. Например, в случае антимоноида индия (см. следующий раздел) токовый шум не наблюдается. Кроме того, как было показано Пэйджем и др.<sup>64</sup>, применением коррелирующих устройств он (в случае монокристаллов) может быть частично исключен.

Но даже если токовый шум отсутствует полностью, предел чувствительности все же будет существовать, теперь уже определяемый радиационным шумом. Этот вид шума, как уже отмечалось, обязан своим происхождением флуктуациям в потоке фотонов, посылаемых на приемную поверхность фотосопротивления всем его окружением. Это излучение близко по своим характеристикам к излучению черного тела при комнатной температуре, и, поскольку рассматриваемые фотосопротивления чувствительны к сравнительно большим длинам волн, значительная доля этих фотонов способна создавать фотоэлектроны в слое. Наличие статистических флуктуаций в потоке фотонов воспроизводится, таким образом, фотосопротивлением в виде флуктуаций тока, текущего через него, т. е. в виде шума. Этот радиационный шум ограничивает порог чувствительности фотосопротивления окончательным образом (для данных условий), так как если он становится доминирующим, любые изменения чувствительности будут изменять в одно и то же число раз и полезный сигнал, и шум.

Порог чувствительности, устанавливаемый радиационным шумом, может быть определен теоретически по спектральной чувствительности приемника<sup>53, 68</sup>. Для PbS-слоев с приемной площадкой в 1 мм<sup>2</sup> автор<sup>53</sup> рассчитал, что порог чувствительности будет равен  $5 \cdot 10^{-14}$  вт при температуре слоя 0° С и  $\sim 10^{-13}$  вт при 90° К.

Для облегчения сравнения данных различных авторов непосредственные данные измерений следует приводить к одной и той же площади, например к 1 мм<sup>2</sup>, исходя из допущения, что чувствительность пропорциональна корню квадратному из площади, что было показано экспериментально<sup>65</sup>. Для неохлажденного фотосопротивления Милнер и Уоттс<sup>48</sup> дают порог чувствительности  $7 \cdot 10^{-12}$  вт для  $\lambda = 2,3$  мк, тогда как для слоя, охлажденного до 195° С,  $1,3 \cdot 10^{-12}$  вт. Порог чувствительности для лучших фотосопротивлений согласно Ловеллу<sup>43</sup> составляет  $8 \cdot 10^{-12}$  вт при  $-80^\circ\text{C}$ . Уоттс<sup>80</sup> нашел, что для слоя площадью 10 мм<sup>2</sup>, охлажденного жидким воздухом и окруженного также жидким воздухом, порог чувствительности равен  $2 \cdot 10^{-14}$  вт. Поскольку эта последняя цифра ниже расчетного значения порога, обусловливаемого радиационным шумом для комнатной температуры окружающих предметов, представляется вероятным, что данное фотосопротивление имело порог, ограниченный радиационным шумом до того, как было охлаждено его окружение. Ламмис и Петриц<sup>45</sup> недавно наблюдали шум в слоях PbS, который обнаружил ту же зависимость от частоты, что и сигнал.

Для PbTe теоретическое значение порога чувствительности составляет около  $5 \cdot 10^{-13}$  вт для приемной площадки 1 мм<sup>2</sup> и температуры 90° К; оно несколько зависит от окружающей температуры и от точной формы кривой спектральной чувствительности<sup>53</sup>. Янг<sup>86</sup> указывает среднее значение порога для группы фотосопротивлений, равное  $2 \cdot 10^{-11}$  вт

для площадки  $10 \text{ мм}^2$ , что соответствует  $6 \cdot 10^{-12} \text{ вт}$  при площадке  $1 \text{ мм}^2$ . Фельжет (см. <sup>55</sup>) указывает, что лучшие фотосопротивления этого типа только в 1,5 раза хуже по порогу, чем теоретическая величина. Автор наблюдал, что при работе на весьма высоких частотах модуляции порог чувствительности улучшается при понижении окружающей температуры — факт, указывающий, что важную роль играет радиационный шум. К такому же заключению пришли Ламмис и Петриц <sup>44</sup>.

Относительно свойств PbSe-фотосопротивлений имеется весьма мало точных данных. Робертс и Янг <sup>71</sup> установили, что чувствительность фотосопротивления, охлажденного жидким воздухом, в шесть раз превосходит чувствительность хорошего термостолбика Хильгера — Шварца. Из цифр табл. I следует, что это означает порог чувствительности  $\sim (1 \div 2) \times 10^{-11} \text{ вт}$ . Для неохлажденных фотосопротивлений Старкевич <sup>76</sup> приводит цифры, соответствующие  $6 \cdot 10^{-10} \text{ вт}$ . Тарк сообщал о фотосопротивлениях с площадкой  $1 \text{ мм}^2$ , дающих сигнал, равный шуму при лучистом потоке  $10^{-10} \text{ вт}$  от черного излучателя с температурой  $200^\circ \text{С}$ , что соответствует порогу  $3 \cdot 10^{-11} \text{ вт}$  по отношению к монохроматическому излучению с длиной волны  $6,5 \text{ мк}$ .

Эти и некоторые другие данные сведены в табл. VII.

Таблица VII

Чувствительность фотосопротивлений из материалов группы сернистого свинца

Автор	Тип	Площадь приемной поверхности, $\text{мм}^2$	Температура	Порог чувствительности, $\text{вт}$
Милнер и Уоттс <sup>48</sup>	PbS	10	Комнатная	$2 \cdot 10^{-11}$
Ловелл <sup>42</sup>	PbS	$\sim 10$	"	$8 \cdot 10^{-12}$
"	PbS	$\sim 10$	$195^\circ \text{К}$	$3 \cdot 10^{-12}$
Окли <sup>68</sup>	PbS	9	Комнатная	$2 \cdot 10^{-10}$
"	PbS	9	$195^\circ \text{К}$	$2 \cdot 10^{-11}$
Фельжет <sup>17</sup>	PbS	20	$195^\circ \text{К}$	$5 \cdot 10^{-13}$
Уоттс <sup>80</sup>	PbS	10	$90^\circ \text{К}$	$2 \cdot 10^{-14} **$
Старкевич <sup>77</sup>	PbS	8	Комнатная	$8 \cdot 10^{-10} ***$
Янг <sup>86</sup>	PbTe	10	$90^\circ \text{К}$	$2 \cdot 10^{-11}$
				(среднее значение)
Мосс <sup>53</sup>	PbTe	1,6	$90^\circ \text{К}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$
Фельжет <sup>17</sup>	PbTe	4	$90^\circ \text{К}$	$4,4 \cdot 10^{-13} **$
Старкевич <sup>76</sup>	PbSe	10	Комнатная	$1,8 \cdot 10^{-9}$
Тарк *)	PbSe	1	$90^\circ \text{К}$	$3 \cdot 10^{-11}$
Робертс и Янг <sup>71</sup>	PbSe	$\sim 5$	$90^\circ \text{К}$	$\sim 2 \cdot 10^{-11}$

\*) Рекламное сообщение.  
 \*\*) При понижении окружающей температуры.  
 \*\*\*) Вентильный фотозлемент.  
 \*\*\*\*) Согласно Фельжету это фотосопротивление имеет порог чувствительности, в 1,9 раза превышающий теоретический предел.

В отношении фотосопротивлений, значение порога чувствительности которых определяется радиационным шумом, указывалось, что порог может быть снижен путем понижения окружающей температуры. Возможные устройства для этой цели рассмотрены Моссом <sup>55</sup>. Наилучшим вариантом является введение охлаждаемого экрана в конструкцию фотосопротивления. Для этого светочувствительный элемент окружается цилиндром с дном, имеющим отверстие, соответствующее светосиле конденсорной

системы. Этот цилиндр находится в тепловом контакте с охлаждающим слоем устройством, которое таким образом одновременно понижает температуру приемной поверхности и экрана.

Снижение радиационного шума и выигрыш в пороге чувствительности, достигаемый этим путем, определяются светосилой  $f$  конденсорной системы и равны  $(1 \div 4)/f^2 : 1$ . Таким образом, для типичных конденсорных систем со светосилой  $1 : 1$  выигрыш в пороге может достигнуть пяти раз.

6. Теория фотоэффекта в фотопроводниках из соединений свинца. Были предложены две теории фотопроводимости материалов этой группы (см. <sup>57</sup>).

1) Теория рекомбинации в монокристаллах. Согласно ей равновесная концентрация избыточных носителей при освещении определяется скоростями их образования и рекомбинации электронов и дырок. Увеличение проводимости принимается прямо пропорциональным возрастанию количеств тех и других, подвижность же этих фотоносителей считается не отличающейся от подвижности создаваемых термическим возбуждением носителей темнового тока. При этом квантовый выход может быть близким к единице, но никогда не больше ее.

2) Теория барьеров. Постулируется, что в процессе изготовления слоев образуются межкристаллические потенциальные барьеры и что образование вблизи этих барьеров небольших количеств электронов и дырок изменяет их таким образом, что большие количества электронов и дырок в основном объеме кристаллов оказываются в состоянии протекать через слой. Таким образом, здесь предполагается, что при освещении изменяется главным образом подвижность носителей, концентрация же их почти не меняется. Первичный квантовый выход мал, но кажущийся может быть много больше единицы.

Большинство имеющихся в настоящее время экспериментальных данных говорит в пользу первой точки зрения. В частности, Леви <sup>42</sup> показал, что в PbTe при сильном освещении концентрация носителей может возрасти в 25 раз, тогда как подвижность увеличивается менее чем в два раза. Аналогичные измерения Вудса <sup>84</sup> показывают, что «концентрационная» концепция оправдывается и в случае PbS.

По-видимому, нет необходимости в допущении существования потенциальных барьеров, чтобы теоретически получить наблюдаемые значения чувствительности в лучших образцах фотосопротивлений. Кроме того, наличие модуляционного действия потенциальных барьеров если и способно улучшить чувствительность, одновременно ухудшает порог чувствительности за счет радиационного шума, так как первичный квантовый выход в барьерной модели непременно меньше единицы. Такие потенциальные барьеры могут, однако, быть необходимы для объяснения чисто электрических свойств окисленных PbS-слоев <sup>8, 46, 74</sup>.

## Б. Антимонид индия

Антимонид индия является полупроводником, представляющим большой интерес с точки зрения как принципиальной, так и прикладной. Его свойства были описаны в обзорах Пинчерли и Рэдклиффа <sup>87</sup>, Каннела и Сейкера <sup>15</sup> и Велкера и Вейсса <sup>82</sup>, тогда как некоторые потенциальные возможности его использования были рассмотрены Моссом <sup>57, 58</sup>.

Одним из достоинств этого материала является то, что путем применения стандартных методов приготовления полупроводников он может быть получен в высокой степени чистым (полная концентрация примесей меньше, чем один посторонний атом на  $10^7$  атомов индия). Поэтому при комнатной температуре он представляет собой собственный полупроводник

с концентрацией носителей, выражаемой соотношением

$$n_i = 2(2\pi m k T h^{-2})^{3/2} \left( \frac{m_e m_h}{m^2} \right)^{3/2} \exp \left( -\frac{E}{2kT} \right), \quad (38)$$

где  $m_e$  и  $m_h$  — эффективные массы электронов и дырок соответственно,  $E$  — ширина запрещенной зоны.

Ширина запрещенной зоны InSb мала ( $E=0,18$  эв при комнатной температуре), так что граница собственного поглощения лежит у  $\sim 7$  мк, вследствие чего и фоточувствительность простирается приблизительно до этой же длины волны. Экспериментальные кривые спектральной чувствительности InSb показаны на рис. 9, из которого видно, что при 293° К

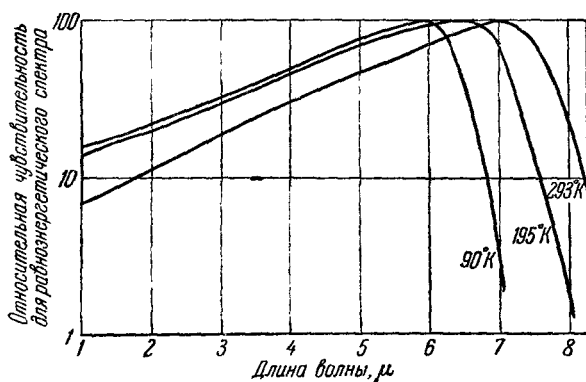


Рис. 9. Спектральная чувствительность InSb.

$\lambda_{1/2}=7,7$ ; к сожалению, эта величина уменьшается при охлаждении (в противоположность поведению материалов группы PbS), становясь равной 6,4 мк при 90° К.

Мосс<sup>56</sup> показал, что чувствительность фотопроводника обратно пропорциональна  $n_i$ . Далее, для приемника излучения, работающего в спектральной области, ограниченной с длинноволновой стороны длиной волны  $\lambda$ , энергия активации материала не

может превосходить энергию фотона, соответствующую этому значению  $\lambda$ ; таким образом, максимальное значение также установлено. Поэтому при фиксированной рабочей температуре (например, при комнатной) переменными величинами в уравнении (38) остаются только  $m_e$  и  $m_h$ . В этом отношении InSb имеет особенные преимущества, потому что множитель  $m_e m_h / m^2$  имеет наименьшее из всех известных для полупроводников значение, а именно 0,007. Таким образом, величина  $n_i$  и тем самым порог чувствительности для него должны быть приблизительно в 40 раз ниже, чем для вещества, в котором эффективные массы близки к единице.

Мосс показал также, что чувствительность пропорциональна множителю  $(b+1)b^{1/2}$ , где  $b$  — отношение подвижностей электрона и дырки. Для InSb это отношение имеет весьма большое значение ( $\sim 80$ ), так что указанный множитель оказывается равным  $\sim 9$ , тогда как для большинства полупроводников он равен  $\sim 2$ .

Приемники лучистой энергии из InSb отличаются, кроме того, весьма малым временем срабатывания, обычно меньшим  $10^{-7}$  сек. Установлено также, что токовый шум у них пренебрежимо мал<sup>78, 62</sup>, так что предел чувствительности определяется джонсоновским шумом.

Выражение, предложенное Моссом<sup>56</sup> для отношения сигнала к шуму, получаемому при облучении фотонным потоком  $U$ , имеет вид

$$\frac{\text{сигнал}}{\text{шум}} = \left( \frac{H}{4kTb} \right)^{1/2} (b+1) U \tau / 8,8 n_i A T, \quad (39)$$

где  $H$  — допустимая рассеиваемая в фотопроводнике мощность протекающего через него тока.

В случае светочувствительного элемента на металлическом подслое можно принять  $H=10^{-2}$  вт; достижимое время жизни носителей  $\tau=$



$=10^{-8}$  сек, а  $n_i=1,6 \cdot 10^{-10}$  при  $295^\circ \text{K}$ . Таким образом, для элемента с площадкой  $A=1 \text{ мм}^2$  и толщиной  $t=25 \text{ мк}$  находим, что полезный сигнал, равный шумовому, соответствует  $U$ , равному  $1 \cdot 10^{10}$  фотонов в секунду. Такой сигнал эквивалентен  $3 \cdot 10^{-10} \text{ вт}$  при длине волны  $7 \text{ мк}$ .

Эта цифра не изображает окончательный порог чувствительности InSb, но скорее характеризует уровень, достигнутый в данный момент. Не видно никаких оснований к тому, чтобы не было возможным вырастить монокристаллы из InSb с временами жизни носителей, по меньшей мере приближающимися к радиационным временам жизни ( $\sim 0,8 \text{ мксек}$ , см. <sup>57</sup>). Данные о поглощении <sup>57</sup> лучистой энергии говорят о том, что уменьшение толщины слоя до  $10 \text{ мк}$  лишь весьма мало скажется на чувствительности в длинноволновой области: значение  $\lambda_{1/2}$  при этой толщине будет  $\sim 7 \text{ мк}$ .

Наиболее надежное измерение чувствительности InSb, выполненное до настоящего времени (в фотоэлектромагнитном включении), принадлежит Хилсаму и Россу <sup>29</sup>, которые дают порог чувствительности  $10^{-9} \text{ вт}$  для площадки  $2 \text{ мм}^2$ . Эвери сообщил (на совещании в Оксфордском университете в марте 1957 г.), что близкие значения порога были получены при измерениях InSb-элементов как фотосопротивлений.

Известно, что указанные значения могут быть несколько улучшены путем охлаждения <sup>57</sup>, но, как видно из рис. 9, при этом уменьшается чувствительность в области длинноволновой границы. Если температура снижается до  $90^\circ \text{K}$ , в InSb можно использовать фотовольтаический эффект на  $p$ — $n$ -переходе. Согласно Митчеллу и др. <sup>49</sup> чувствительность получается при этом весьма высокой, так что порог чувствительности при ширине полосы  $1 \text{ гц}$  оказался равным  $3 \cdot 10^{-11} \text{ вт}$  для длины волны  $2 \text{ мк}$  при площади приемной поверхности  $1 \text{ мм}^2$ . Порог чувствительности при  $6 \text{ мк}$  должен быть еще лучшим. Такой приемник должен иметь существенно большую длинноволновую границу чувствительности и, вероятно, значительно большую чувствительность, чем охлаждаемые PbSe-сопротивления.

## В. Легированные германий и кремний

Германий и кремний имеют собственные энергии активации ( $0,7$  и  $1,1 \text{ эв}$  соответственно), которые слишком велики для того, чтобы представлять интерес с точки зрения приемников инфракрасного излучения. Представляется возможным, однако, легировать Ge и Si примесями, создающими дополнительные энергетические уровни в запрещенной зоне кристалла.

Рассмотрим для примера замещение одного атома в кристаллической решетке Ge атомом As. Атом мышьяка имеет в своей внешней электронной оболочке пять электронов, из которых только четыре нужны для валентных связей в тетраэдральной решетке германия. Таким образом, имеется один лишний электрон, который в отсутствие какого-либо возбуждения связан с соответствующим атомом As. Однако эта связь весьма слаба; чтобы ее нарушить, достаточно соответственно весьма небольшой энергии активации.

Оценка этой энергии может быть произведена, если рассматривать такой центр нарушения решетки как атом водорода, погруженный в среду с диэлектрической постоянной ( $\epsilon$ ), равной таковой для германия. Легко показать, что в таких условиях энергетические уровни водородного атома оказываются пониженными в  $\epsilon^2$  раз, так что энергия ионизации оказывается приблизительно равной

$$E_i = \frac{13,56}{\epsilon^2} . \quad (40)$$

Поскольку  $\varepsilon=16$ , для Ge уравнение (40) дает  $E_i \cong 0,05$  эв. Поскольку, далее, эффективные массы носителей в германии значительно меньше массы свободного электрона, энергия ионизации оказывается еще меньшей. Для пентавалентных примесей она оказывается порядка 0,01 эв.

Загрязнения такого рода, с легкостью отдающие свои электроны решетке, известны как донорные примеси, тогда как загрязнения захватывающие (т. е. в данном случае трехвалентные элементы) носят название акцепторов.

Данные, приводимые Данлэпом<sup>16</sup>, а также Берстейном и др.<sup>12</sup>, для энергии активации некоторых загрязнений в германии сведены в табл. VIII.

Таблица VIII

Энергия активации  
загрязнений в германии

Элемент	Расстояние от зоны проводимо- сти, эв	Расстояние от валентной зоны, эв
P	0,012	
As	0,013	
Sb	0,010	
Li	0,009	
In		0,011
Zn		0,03; 0,10
Cu		0,04; 0,3
Au	0,2	0,05; 0,15
Pt	0,2	0,04

Таблица IX

Энергии активации загрязнений  
в кремнии

Элемент	Расстояние от зоны проводимо- сти, эв	Расстояние от валентной зоны, эв
P	0,044	
As	0,053	
Sb	0,043	
Li	0,033	
B		0,045
Al		0,067
Ga		0,071
In		0,16
Au	0,3	0,39
Zn		0,092; 0,3

В кремнии соответствующие энергетические уровни расположены несколько выше, вследствие того что его диэлектрическая постоянная меньше, чем у германия, и эффективные массы более близки к массе свободного электрона. Данные относительно примесей в Si приведены в табл. IX. Более новые и обширные данные этого рода для Ge и Si были даны Моссом<sup>57</sup>.

Эти загрязнения могут быть возбуждаемы оптическим путем, что приводит к фотопроводимости, но только при условии достаточно глубокого охлаждения для предотвращения их возбуждения тепловыми колебаниями. Длинноволновая граница фотопроводимости при этом соответствует приблизительно энергиям активации, приведенным в табл. VIII и IX, и поскольку некоторые из значений весьма малы, чувствительность может простираться далеко в инфракрасную область; например, германий, легированный сурьмой, должен быть чувствителен до  $\sim 120$  мк.

Основным ограничением для практического использования столь малых значений энергии активации является необходимость охлаждения, достаточно глубокого для предотвращения термического возбуждения. Экспериментально было установлено, что при энергиях активации  $\sim 0,01$  эв необходимы гелиевые температуры. Жидкий водород удовлетворителен при энергиях активации  $\sim 0,03-0,04$  эв, тогда как для энергий свыше 0,1 эв достаточно жидкого азота.

Спектральные характеристики легированного золотом германия *p*- и *n*-типа, измеренные Ньюменом<sup>60</sup>, показаны на рис. 10. Сравнительно малая протяженность этих кривых в длинноволновую сторону означает, что энергии активации довольно велики, так что хорошие чувствительно-

сти могут быть получены при охлаждении жидким азотом. Легированный германий  $p$ -типа имеет более протяженную в область длинных волн характеристику; значение  $\lambda_{1/2}$  для него составляет 5,5  $\mu\text{м}$ .

На рис. 11 показана спектральная отдача для легированного кремния  $n$ -типа при 4° К. Здесь чувствительность простирается до  $\sim 40 \mu\text{м}$ , причем  $\lambda_{1/2}$  равно 35  $\mu\text{м}$ . Эффект от введения примеси Mn рассматривался Ньюменом и др.<sup>61</sup>, а действие Cu—Вудбери и Тайлером<sup>83</sup>.

До сих пор не было опубликовано никаких цифровых данных о фактической чувствительности приемников из легированных Si и Ge, за исключением недавней работы Лассера<sup>90</sup>, который приводит порог чувствительности для приемника из легированного золотом германия с размером площадки 2,25  $\text{мм}^2$  при температуре 77° К, равный  $7 \cdot 10^{-11}$   $\text{вт}$ . Указывалось,

однако, что проводимость почти полностью обусловлена действием теплового излучения, соответствующего комнатной температуре. Для образца, к которому относится рис. 11, например, Берстейн и др.<sup>12</sup> указывают, что проводимость при наличии такого излучения равнялась  $2 \cdot 10^{-8} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ , тогда как в условиях, когда образец был окружен со всех сторон жидким гелием, проводимость составляла только  $10^{-12} \text{ ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ . Поэтому пред-

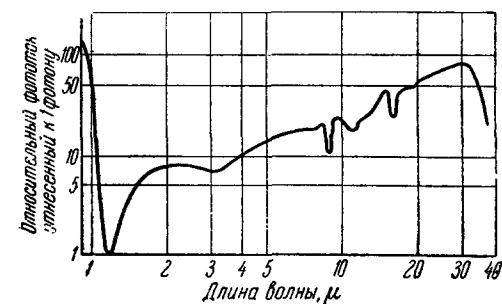


Рис. 11. Спектральная чувствительность легированного кремния  $n$ -типа при 4° К.

рабочих температур. В случае приемников для весьма длинноволновой области применение предельно низких температур действительно необходимо, но, с другой стороны, представляется возможным создать приемник с чувствительностью до  $\sim 12 \mu\text{м}$  с применением только жидкого азота. Осуществление этого возможно двумя путями:

1) Исследованием энергетических уровней других, помимо приблизительно двадцати уже испытанных, легирующих элементов; одним из подходящих представляется теллур.

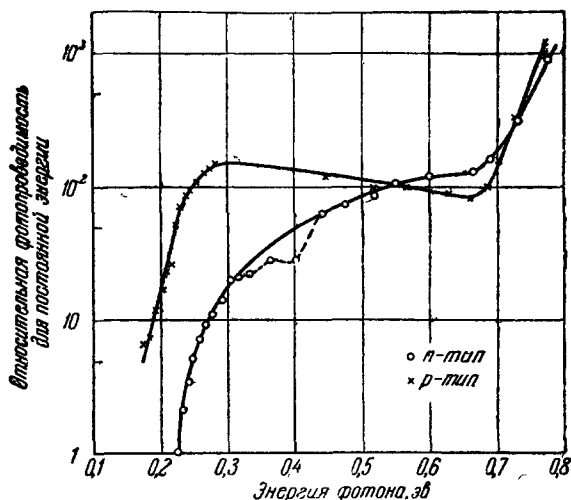


Рис. 10. Спектральная чувствительность германия, легированного золотом, при 77° К.

ставляется вполне возможным, что такие приемники работают в условиях ограничения порога чувствительности радиационным шумом. Чувствительность характеризуется тем, что при поглощении 1  $\mu\text{к}$  чистой энергии изменение сопротивления составляло 0,2%; время срабатывания согласно оценке имеет порядок  $10^{-9}$   $\text{сек}$ .

Уже подчеркивавшийся выше главный недостаток этих приемников заключается в необходимости применения низких

2) Легированием смешанных кристаллов Si и Ge. Результатом этого явится создание энергетических уровней, промежуточных по отношению к получаемым в случае чистого Si и чистого Ge. Например, из табл. VIII и IX видно, что энергия активации индия в этих элементах составляет 0,16 и 0,011 эв соответственно. Поэтому при определенном составе смешанного кристалла эта энергия может иметь желаемое значение  $\sim 0,1$  эв.

Второй путь представляется весьма трудным технически, тогда как первый связан с огромным количеством работы, поскольку изучение каждой новой примеси само по себе представляет целую тему для исследования. Однако потенциальные возможности этого типа приемников столь велики, что указанные направления исследований, без сомнения, будут интенсивно развиваться; можно быть уверенным, что в более или менее близком будущем приемники такого типа станут доступными всюду, где в них имеется потребность.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. D. H. Andrews, W. F. Brucksch, W. T. Zeigler and E. R. Blanchard, *Rev. Sci. Instrum.* **13**, 281 (1942).
2. D. Barber, *Proc. Phys. Soc.* **B68**, 898 (1955).
3. J. A. Becker and H. R. Moore, *J. Opt. Soc. Amer.* **36**, 354 (1946).
4. L. Bess, *Phys. Rev.* **103**, 72 (1956).
5. B. H. Billings, W. L. Hyde and E. E. Barr, *J. Opt. Soc. Amer.* **37**, 123 (1947).
6. B. H. Billings, W. L. Hyde and E. E. Barr, *J. Opt. Soc. Amer.* **36**, 354 (1946).
7. K. Bischoff, E. Justi, M. Kohler and G. Lautz, *Z. Naturforsch.* **A10**, 401 (1955).
8. J. Bloem, *Appl. Sci. Res. (Hague)* **6**, 92 (1956).
9. F. G. Brockman, *J. Opt. Soc. Amer.* **36**, 32 (1946).
10. D. A. H. Brown, R. P. Chasmar and P. B. Fellgett, *J. Sci. Instrum.* **30**, 195 (1953).
11. B. W. Bullock and S. J. Silverman, *J. Opt. Soc. Amer.* **40**, 608 (1950).
12. E. Burstein, G. Picus and N. Sclar, *Photoconductivity Conference 1956*, New York, Wiley.
13. R. P. Chasmar, J. L. Craston, G. Izaacs and A. S. Young, *J. Sci. Instrum.* **28**, 206 (1951).
14. R. P. Chasmar, W. Mitchell and A. Rennie, *J. Opt. Soc. Amer.* **46**, 469 (1956).
15. F. A. Cunnell and E. W. Saker, *Progress in Semiconductors*, Vol. 2, London, Heywood, 1957.
16. W. C. Dunlap, *Introduction to Semiconductors*, New York, Wiley, 1957.
17. P. B. Fellgett, *J. Opt. Soc. Amer.* **39**, 970 (1949).
18. P. B. Fellgett, *Proc. Phys. Soc.* **B62**, 351 (1949).
19. K. Frank, *Slab. Obz.* **14**, 243 (1953).
20. N. Fuson, *J. Appl. Phys.* **20**, 59 (1949).
21. N. Fuson, *J. Opt. Soc. Amer.* **38**, 845 (1948).
22. A. F. Gibson, *Proc. Phys. Soc.* **B64**, 603 (1951).
23. A. F. Gibson, W. D. Lawson and T. S. Moss, *Proc. Phys. Soc.* **A64**, 1054 (1951).
24. E. J. Gillham, *J. Sci. Instrum.* **33**, 338 (1956).
25. M. J. Golay, *Rev. Sci. Instrum.* **18**, 347 (1947).
26. M. J. E. Golay, *Rev. Sci. Instrum.* **18**, 357 (1947).
27. L. Harris and K. F. Cuff, *J. Opt. Soc. Amer.* **46**, 160 (1956).
28. L. Harris and A. C. Scholp, *J. Opt. Soc. Amer.* **30**, 519 (1940).
29. C. Hilsum and I. M. Ross, *Nature (Lond.)* **179**, 146 (1957).
30. D. F. Hornig and B. J. O'Keefe, *Rev. Sci. Instrum.* **18**, 474 (1947).
31. J. A. Hulbert and G. O. Jones, *Proc. Phys. Soc.* **B68**, 801 (1955).
32. J. N. Humphrey and R. L. Petritz, *Phys. Rev.* **105**, 1192 (1957).
33. J. N. Humphrey and R. L. Petritz, *Phys. Rev.* **105**, 1736 (1957).
34. J. N. Humphrey and W. W. Scanlon, *Phys. Rev.* **105**, 469 (1957).
35. R. C. Jones, *J. Opt. Soc. Amer.* **39**, 327 (1949).
36. R. C. Jones, *J. Opt. Soc. Amer.* **39**, 344 (1949).
37. R. C. Jones, *J. Opt. Soc. Amer.* **43**, 1 (1953).
38. R. C. Jones, *J. Opt. Soc. Amer.* **43**, 1008 (1953).

39. R. C. Jones, *Advances Electron.* 5 (1953).
  40. F. K ic i n s k i, *Chem. and Ind.* 17, 54 (1948).
  41. И. Д. Р о н о з е н к о, *ЖТФ* 20, 645 (1950).
  42. J. L. L e v y, *Phys. Rev.* 92, 215 (1953).
  43. B. L o v e l l, *Electronics*, London, Chapman and Hall, 1951.
  44. F. L. L u m m i s and R. L. P e t r i t z, *Phys. Rev.* 86, 660 (1952).
  45. F. L. L u m m i s and R. L. P e t r i t z, *Phys. Rev.* 105, 501 (1957).
  46. G. W. M a h l m a n, *Phys. Rev.* 103, 1619 (1956).
  47. G. W. M a h l m a n, W. B. N o t t i n g h a m and J. C. S l a t e r, *Photoconductivity Conference 1956*, New York, Wiley.
  48. C. J. M i l n e r and B. N. W a t t s, *Nature (Lond.)* 163, 322 (1949).
  49. G. R. M i t c h e l l, A. E. G o l d b e r g and S. W. K u r n i c k, *Phys. Rev.* 97, 239 (1955).
  50. T. M o h r, *Ann. d. Phys.* 12, 175 (1953).
  51. G. C. M ö n c h, *Ann. d. Phys.* 12, 161 (1953).
  52. G. C. M ö n c h, G. W i c h e r t and O. B o t t g e r, *Ann. d. Phys.* 12, 183 (1953).
  53. T. S. M o s s, *J. Opt. Soc. Amer.* 40, 603 (1950).
  54. T. S. M o s s, *Photoconductivity in the Elements*, London, Butterworths, 1952.
  55. T. S. M o s s, *Proc. Inst. Radio Engrs.* 43, 1869 (1955).
  56. T. S. M o s s, *Photoconductivity Conference 1956*, New York, Wiley.
  57. T. S. M o s s, *Optical Properties of Semiconductors*, London, Butterworths—New York, Academic Press, 1959.
  58. T. S. M o s s, M. R. I. Symposium, Brooklyn Polytechnic, 1957, New York, Interscience.
  59. H. N i e l s e n, не опубликовано (см. 21).
  60. R. N e w m a n, *Phys. Rev.* 94, 278 (1954).
  61. R. N e w m a n, H. H. W o o d b u r y and W. W. T y l e r, *Phys. Rev.* 102, 613 (1956).
  62. D. J. O l i v e r, *Proc. Phys. Soc.* B70, 331 (1957).
  63. C. L. O x l e y, *Opt. Soc. Amer.* 36, 356 (1946).
  64. R. M. P a g e, R. W. T e r h u n e and J. H i c k m o t t, *Appl. Phys.* 27, 307 (1956).
  65. R. P a u l s o n, *Elect. Engng. (N. Y.)*, 74, 214 (1955).
  66. H. P i c k, *Ann. d. Phys.* 3, 255 (1948).
  67. L. P i n c h e r l e and J. M. R a d c l i f f e, *Advances Phys.* 5, 271 (1956).
  68. J. R. P l a t t, *J. Opt. Soc. Amer.* 46, 609 (1956).
  69. H. R e i m a n n, *Ann. d. Phys.* 16, 52, 59 (1955).
  70. L. M. R o b e r t s and S. J. F r a y, *J. Sci. Instrum.* 33, 115 (1956).
  71. V. R o b e r t s and A. S. Y o u n g, *J. Sci. Instrum.* 30, 199 (1953).
  72. A. R o s e, *Photoconductivity Conference 1956*, New York, Wiley.
  73. W. W. S c a n l o n, R. L. P e t r i t z and F. L. L u m m i s, *Phys. Rev.* 86, 659 (1952).
  74. J. C. S l a t e r, *Phys. Rev.* 103, 1631 (1956).
  75. R. A. S m i t h, F. E. J o n e s and R. P. C h a s m a r, *The Detection and Measurement of Infra-red Radiation*, Oxford, Clarendon Press, 1957.
  76. J. S t a r k i e w i c z, *J. Opt. Soc. Amer.* 38, 481 (1948).
  77. J. S t a r k i e w i c z, G. B a t e, H. B e n n e t t and C. H i l s u m, *Proc. Phys. Soc.* B70, 258 (1957).
  78. G. H. S u i t s, W. D. S c h m i t z and R. W. T e r h u n e, *J. Appl. Phys.* 27, 1385 (1956).
  79. G. B. B. M. S u t h e r l a n d and E. L e e, *Repts. Progr. Phys.* 11, 144 (1946).
  80. B. N. W a t t s, *Proc. Phys. Soc.* A62, 456 (1949).
  81. R. A. W e i s s, *J. Opt. Soc. Amer.* 36, 356 (1946).
  82. H. W e l k e r and H. W e i s s, *Solid State Physics*, vol. 3, New York, Academic Press, 1956.
  83. H. H. W o o d b u r y and W. W. T y l e r, *Phys. Rev.* 105, 84 (1957).
  84. J. F. W o o d s, *Phys. Rev.* 106, 235 (1957).
  85. E. M. W o r m s e r, *J. Opt. Soc. Amer.* 43, 15 (1953).
  86. A. S. Y o u n g, *J. Sci. Instrum.* 32, 142 (1955).
  87. H. A. Z a h l and M. J. E. G o l a y, *Rev. Sci. Instrum.* 17, 511 (1946).
  88. E. A r c h i b o l d, *J. Sci. Instrum.* 34, 240 (1957).
  89. R. C. J o n e s, *Proc. Phys. Ser.* 71, 280 (1958).
  90. M. E. L a s s e r, *J. Opt. Soc. Amer.* 48, 468 (1958).
-