

- [3] Ибрагимов Ш. Ш., Реутов В. Ф., Фархутдинов Г. Г. // Атомн. энергия. 1983. Т. 54. Вып. 5. С. 339—342.
 [4] Дидык А. Ю., Кузнецов В. И., Регель В. Р. и др. // Сообщение ОИЯИ 14-86-410. Дубна, 1986.
 [5] Гомозов Л. И., Воинов С. Н., Дидык А. Ю. и др. // Сообщение ОИЯИ 14-86-409. Дубна, 1986.
 [6] Хаванчак К., Скуратов В. А., Сенеш Д. и др. // ФММ. 1986. Т. 62. С. 390—395.
 [7] Miyazaki S., Shibata K., Fujita H. // Acta Metallurgica. 1979. N 27. P. 855—862.
 [8] Zinkle S. J., Kulcinski G. L., Knoll R. W. // J. Nucl. Mater. 1986. N 138. P. 46—56.
 [9] Davisson C. M., Manning I. // Comp. Phys. Commun. 1986. N 42. P. 137—147.

Объединенный институт
 ядерных исследований
 Дубна

Поступило в Редакцию
 3 февраля 1988 г.

06; 07; 12

Журнал технической физики, т. 59, в. 5, 1989

ОБ ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МАЛОИНЕРЦИОННЫХ ОХЛАЖДАЕМЫХ ДО $T=77$ К ДЕТЕКТОРОВ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ n -InSb

С. Д. Ганичев, С. А. Емельянов, Я. В. Терентьев, И. Д. Ярошецкий

В настоящее время для решения ряда задач (диагностика плазмы, нелинейная спектроскопия твердых тел и др.) применяются мощные импульсные перестраиваемые лазеры с оптической накачкой, генерирующие излучение с длиной волны в области 30—2000 мкм, длительностью импульса 10^{-7} — 10^{-9} с и мощностью вплоть до 10 МВт (см., например, [1]). Для детектирования такого излучения используются, в частности, малоинерционные охлаждаемые до $T=77$ К приемники на основе n -InSb [2]. Их принцип действия основан на эффекте внутризонной фотопроводимости, которая в n -InSb наблюдалась в [3]. Инерционность этого эффекта определяется временем внутризонной релаксации по энергии, которое составляет величину $\sim 10^{-10}$ — 10^{-11} с. С появлением мощных импульсных лазеров с оптической накачкой указанные приемники наряду с приемниками на основе эффекта увлечения и разогретой фотопроводимости в Ge [4, 5] стали использоваться для регистрации коротких импульсов лазерного излучения, причем как малой интенсивности, так и с интенсивностью вплоть до 1 МВт/см².

С другой стороны, недавно было обнаружено, что в условиях возбуждения n -InSb при $T=77$ К достаточно интенсивным субмиллиметровым лазерным излучением проявляется световая ударная ионизация [6]. Этот процесс приводит к появлению неравновесных носителей в полупроводнике и соответственно концентрационной фотопроводимости наряду с внутризонной. Амплитуда сигнала концентрационной фотопроводимости экспоненциально возрастает с ростом интенсивности света I и вследствие этого при достаточно больших I превышает амплитуду сигнала внутризонной фотопроводимости. Кинетика сигнала концентрационной фотопроводимости определяется временем жизни неравновесных носителей τ , которое в n -InSb при $T=77$ К составляет величину $\sim 10^{-6}$ — 10^{-7} с. Так как длительность лазерного импульса τ_L , как правило, много меньше времени жизни τ , то кинетика наблюдаемого сигнала

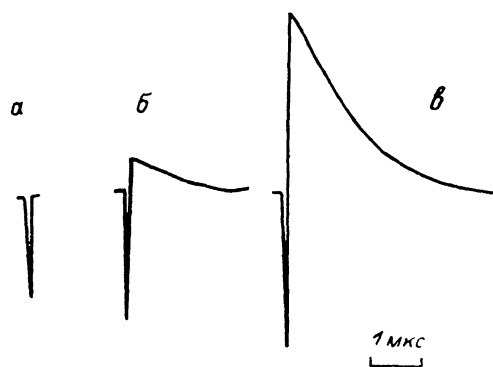


Рис. 1. Осциллограммы сигнала фотопроводимости, полученные на образце n -InSb ($n=9.3 \cdot 10^{12}$ см⁻³) при $T=77$ К в условиях возбуждения излучением с $\lambda=90.55$ мкм при $I=10$ (а), 20 (б) и 60 кВт/см² (в).

фотопроводимости при больших интенсивностях света не отражает кинетики лазерного импульса.

В связи с этим нами были поставлены эксперименты с целью определения области применимости малоинерционных детекторов из n -InSb, работающих при $T=77$ К. Эксперименты проводились с использованием в качестве источника излучения мощного импульсного перестраиваемого NH_3 и D_2O лазера с оптической накачкой [7]. Генерация осуществлялась на длинах волн 90,55, 140, 385 мкм при длительности импульса 40—100 нс. Исследовалась зависимость фотопроводимости образцов n -InSb при $T=77$ К в широком диапазоне концентраций.

Рассмотрим для примера фотопроводимость n -InSb с $n=9.3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ при возбуждении светом с $\lambda=90.55$ мкм ($\tau_n=40$ нс).¹ На рис. 1 приведены характерные осциллограммы сигнала фотопроводимости, полученные при различных интенсивностях света. Видно, что при относительно малых I (до 10 кВт/см^2) сигнал повторяет форму лазерного импульса (рис. 1, а), возрастание интенсивности приводит к появлению «медленной» компоненты результирующего сигнала фотопроводимости (рис. 1, б), а при дальнейшем повышении I ее вклад становится определяющим (рис. 1, в). При этом кинетика «медленной» компоненты соответствует времени жизни неравновесных носителей. На рис. 2 приведены зависимости от интенсивности излучения «быстрой» компоненты сигнала, соответствующей внутризонной фотопроводимости, и «медленной» компоненты, обусловленной рождением неравновесных носителей в результате световой ударной ионизации. Видно, что внутризонная фотопроводимость $(\Delta\sigma/\sigma)_1$ линейно зависит от интенсивности света (рис. 2, кривая 1), тогда как концентрационная фотопроводимость $(\Delta\sigma/\sigma)_2$ экспоненциально возрас-

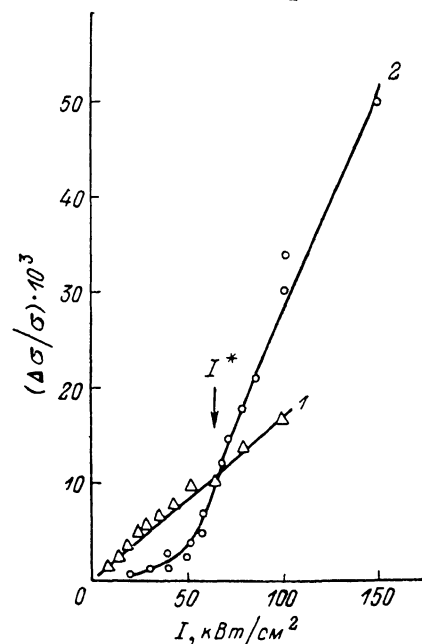


Рис. 2. Зависимость $(\Delta\sigma/\sigma)_1$ (1) и $(\Delta\sigma/\sigma)_2$ (2) от интенсивности излучения с $\lambda=90.55$ мкм.

тает с ростом I (рис. 2, кривая 2). Это приводит к тому, что при $I > I^*=60 \text{ кВт/см}^2$ (здесь I^* — характерная интенсивность, при которой $(\Delta\sigma/\sigma)_1=(\Delta\sigma/\sigma)_2$) результирующая фотопроводимость определяется уже межзонной генерацией неравновесных носителей за счет световой ударной ионизации. Таким образом, при $I \geq I^*$ рассматриваемые детекторы существенно искажают амплитуду и форму регистрируемого лазерного импульса.

Рассмотрим теперь спектральные зависимости концентрационной и внутризонной фотопроводимости. Фотопроводимость, связанная с ударной ионизацией, величина которой практически равна относительной концентрации неравновесных носителей $\Delta n/n$, имеет следующую зависимость от длины волны λ [6]:

$$\left(\frac{\Delta\sigma}{\sigma}\right)_2 \approx \frac{\Delta n}{n} = A \exp\left(-\frac{I_0}{I}\right), \quad I_0 \sim \lambda^{-2}. \quad (1)$$

Здесь A — константа, слабо зависящая от I ; I_0 — характеристическая интенсивность. Из (1) видно, что с ростом λ процесс ударной ионизации существенно облегчается и величина $(\Delta\sigma/\sigma)_2$ возрастает. Внутризонная фотопроводимость $(\Delta\sigma/\sigma)_1$ в диапазоне длин волн 300—1000 мкм также возрастает с ростом λ ; согласно [2], $(\Delta\sigma/\sigma)_1 \sim \lambda^4$. Наши исследования, проведенные на длинах волн 90,55, 140 и 385 мкм, показали, что при переходе от $\lambda=90.55$ к $\lambda=140$ мкм $(\Delta\sigma/\sigma)_1$ меняет знак и в дальнейшем существенно возрастает с ростом λ , что не противоречит результатам [2]. Для определения величины I^* при относительно больших значениях λ исследовались зависимости $(\Delta\sigma/\sigma)_1$ и $(\Delta\sigma/\sigma)_2$ от интенсивности излучения с длиной волны 385 мкм ($\tau_n=50$ нс). В результате установлено, что в этих условиях I^* составляет величину порядка 10 кВт/см^2 . Таким образом, снижение порога ударной ионизации с ростом длины волны ком-

¹ На практике применяются детекторы из высокоомного n -InSb ($n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$) [2], поэтому в дальнейшем приводятся результаты, полученные на образцах с $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Результаты для других концентраций качественно не отличаются.

пенсерирует возрастание $(\Delta \sigma / \sigma)_1$, и повышения верхнего предела динамического диапазона детекторов с ростом λ не происходит.

В заключение отметим, что приведенные в работе значения I^* , вообще говоря, имеют ориентировочный характер, поскольку $(\Delta \sigma / \sigma)_2$ зависит от конкретной формы регистрируемого лазерного импульса. Это связано с тем, что при $\tau_n < \tau$ (как правило, это всегда выполняется) за время действия лазерного импульса происходит фактически накопление неравновесных носителей в зоне проводимости. Тогда в простейшем случае треугольного импульса амплитуда $(\Delta \sigma / \sigma)_2$ оказывается пропорциональной τ_n , тогда как $(\Delta \sigma / \sigma)_1$ не зависит от длительности лазерного импульса. Таким образом, приведенные значения I^* справедливы лишь для лазерного излучения с $\tau_n \sim 50$ нс. Для импульсов большей или меньшей длительности величина I^* соответственно понижается либо повышается.

Из приведенных в работе результатов следует, что применение малоинерционных охлаждаемых до $T=77$ К детекторов на основе n -InSb для регистрации достаточно мощных световых импульсов субмиллиметрового спектрального диапазона встречает принципиальные затруднения, связанные с проявлением эффекта световой ударной ионизации в полупроводниках. В то же время при достаточно малой интенсивности регистрируемого излучения применимость этих детекторов, очевидно, не вызывает сомнений.

Литература

- [1] Веденов А. А., Мыльников Г. Д., Соболенко Д. Н. // УФН. 1982. Т. 138. № 3. С. 477—517.
- [2] Афиногенов В. М., Трифонов В. И. // ПТЭ. 1971. № 6. С. 114—116.
- [3] Афиногенов В. М., Десятков А. М., Мизгулин В. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 7. Вып. 5. С. 470—473.
- [4] Gibson A. F., Kimmit M. F. // Infrared and Millimeter Waves. 1980. Vol. 3. P. 181—217. Ганичев С. Д., Терентьев Я. В., Ярошецкий И. Д. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 1. С. 46—48.
- [5] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Пахомов А. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 15. С. 913—915.
- [6] Ганичев С. Д., Дмитриев А. П., Емельянов С. А. и др. // ЖЭТФ. Т. 90. Вып. 2. С. 445—457.
- [7] Ганичев С. Д., Емельянов С. А., Ярошецкий И. Д. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. Вып. 7. С. 297—299.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
15 февраля 1988 г.

К ВЛИЯНИЮ ЛЕГКОИОНИЗУЕМЫХ ВЕЩЕСТВ НА ФОРМИРОВАНИЕ ОБЪЕМНОГО САМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА В УСЛОВИЯХ БОЛЬШИХ МЕЖЭЛЕКТРОДНЫХ ПРОМЕЖУТКОВ

Б. В. Семкин, Е. Э. Трефилов, Б. Г. Шубин

Известно, что добавки легкоионизируемых веществ (ЛВ) существенно повышают эффективность электроразрядных CO_2 лазеров. Основными механизмами влияния ЛВ на объемный самостоятельный разряд (ОСР) считаются [1, 2]: увеличение начальной концентрации электронов n_0 на предразрядной стадии формирования ОСР, обусловленное фотоионизацией примеси; снижение напряженности электрического поля E и увеличение длительности устойчивого горения на стадии энерговклада, обусловленные ионизацией ЛВ в процессе Пеннинга.

В [3] предложен способ формирования ОСР, основанный на том, что n_0 в межэлектродном промежутке (МП) создается за счет его заполнения при подаче на электроды импульса напряжения с затянутым фронтом электронами, эмиттированными из плазмы возбужденного на катоде вспомогательного разряда (ВР). В результате к моменту зажигания ОСР электрическое поле E в МП усиливается вблизи центра анода и многократно снижается у катода [3, 6]. Применение такого способа позволило получить ОСР в МП до 60 см [4], а также использовать компактные, непрофилированные плоские электроды [3-6].