

621.38

## КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИЧЕСКИМ ВОПРОСАМ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ В ПУЭРТО-РИКО

Летом 1965 г. (28—30 июня) в Пуэрто-Рико состоялась конференция по физическим вопросам квантовой электроники (Physics of Quantum Electronics). Квантовая электроника к настоящему времени охватывает столь обширную область исследований и применений, что организация конференции с участием представителей всех направлений квантовой электроники становится чрезвычайно громоздким мероприятием, не укладывающимся в привычные рамки обычных конференций и симпозиумов. Поэтому конференция в Пуэрто-Рико была посвящена только фундаментальным физическим исследованиям в области квантовой электроники.

Предлагаемый читателю материал не является скрупулезным изложением докладов, зачитанных на конференции. Это, скорее, попытка краткого обзора сегодняшнего состояния физических исследований в области квантовой электроники на базе материала конференции. Более детальные сведения читатель может почерпнуть в сборнике материалов конференции, который в самое ближайшее время выходит в свет.

### 4. НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ

На конференции было представлено 15 докладов, посвященных различным нелинейным оптическим явлениям в твердых, жидких и газообразных телах.

Наибольшее внимание привлекли к себе доклады, в которых сообщались первые экспериментальные результаты по параметрическому усилению и генерации света. Интерес к этой теме не случаен. Параметрические генераторы света являются эффективными преобразователями с перестраиваемой длиной волны лазерного излучения, которые позволяют в полной мере использовать когерентные свойства света при решении многих научных и технических задач.

Сущность параметрических явлений заключается в том, что при прохождении интенсивной световой волны «накачки» через кристалл с нелинейной поляризацией  $\mathbf{P} = \hat{\chi}\mathbf{E} + \hat{\chi}E\mathbf{E}$  его диэлектрическая проницаемость для волн других частот приобретает пространственно-временную зависимость, соответствующую волне «накачки»:  $\epsilon = \epsilon_0[1 + m \cos(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r})]$ . Среда же с изменяющейся таким образом диэлектрической проницаемостью способна усиливать волны определенных частот  $\omega_0$  и  $\omega_1 = \omega - \omega_0$ . Частоты  $\omega_0$  и  $\omega_1$  определяются дисперсионными свойствами среды и углами, составляемыми соответствующими лучами с направлением «накачки». Если на пути усиливающихся волн поставить зеркала, то при превышении усиления над потерями в зеркалах такая система самовозбуждается и излучает волны с частотами  $\omega_0$  и  $\omega_1$ .

Следует отметить, что экспериментальная реализация параметрического усиления и генерации является чрезвычайно сложной задачей. Это видно хотя бы из того,

что предложения о создании таких систем относятся к 1962 г.; потребовалось три года напряженной работы ряда научных коллективов как у нас в стране, так и в США, прежде чем были получены первые экспериментальные результаты. Им было посвящено четыре доклада.

В докладе Ч. Ванга и Ж. Разетти сообщалось о создании параметрического усилителя излучения He — Ne-лазера с  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ . В качестве источника «накачки» использовался эффективный удвоитель частоты излучения рубинового лазера мощностью 2 Мвт. В качестве нелинейного вещества использовался кристалл ADP, достигнутое усиление  $\sim 1 \text{ дб}$ .

В докладе С. Ахманова, В. Дмитриева, А. Ковригина и Р. Хохлова сообщалось о создании параметрического усилителя в инфракрасной области ( $\lambda = 1,06 \text{ м}$ ) с коэффициентом усиления 3—4. Источник накачки — удвоитель частоты неодимового лазера мощностью 30 Мвт. Усиление производилось на кристаллах KDP.

В докладе А. Ашкина и Ж. Бойда изучались параметрические взаимодействия воли в кристалле ниобата лития. Этот недавно выращенный, оптического качества, кристалл обладает рядом достоинств, главным из которых является большая величина его нелинейной поляризуемости. Ашкин и Бойд использовали в качестве источника «накачки» аргоновый газовый лазер с  $\lambda = 0,514 \text{ м}$ , а в качестве источника сигнала — He — Ne-лазер с  $\lambda = 1,15 \text{ м}$ . Хотя усиления при использованной мощности «накачки» не было, наблюдалось излучение с разностной частотой  $\omega_1$ , что дало возможность оценить эффективность параметрического взаимодействия и по нему порог генерации. Оказалось, что при использовании одноомового режима аргонового лазера и подстройке резонатора с ниобатом лития порог самовозбуждения в непрерывном режиме составляет несколько ватт. Такие мощности для аргоновых лазеров будут достигнуты в ближайшее время, и тогда вместе с ними появятся источники непрерывного излучения с перестраиваемой частотой.

Доклад Д. Джордмейна и Р. Миллера был посвящен наблюдению эффекта параметрической генерации в резонаторе из ниобата лития. В качестве накачки применялся удвоитель частоты неодимового лазера с мощностью 20 квт. Порог генерации был равен 5—10 квт. При изменении температуры кристалла изменялись его дисперсионные характеристики, а вместе с ними и длины излучаемых волн. Достигнутый таким образом диапазон перестройки составил для  $\lambda_0 = 0,97 \div 1,06 \text{ м}$ , а для  $\lambda_1 = 1,06 \div 1,15 \text{ м}$ . Мощностей излучения была 15 вт.

Наряду с обсуждением параметрических явлений в оптике значительное внимание в первых двух докладах было уделено вопросам эффективного умножения частоты. Здесь было сообщено о дальнейшем развитии теории умножения с учетом таких реальных факторов, как расходимость лучка, обратная реакция поля гармоник на поле основного излучения, умножение в сфокусированном пучке, а также было доложено о создании эффективных умножителей частоты в два, три и четыре раза с уровнями выходных мощностей в несколько мегаватт. Такая мощность является пороговой для ряда явлений, таких, как искровой пробой, вынужденное комбинационное рассеяние и другие. Эти явления были наблюдаемы и результаты их также изложены в докладах. В последней части сюда примыкает и доклад Ф. Джонсона, доложенный на секции явлений ВКР и ВРМБ (см. ниже).

Большой интерес вызвали на конференции вопросы, связанные с взаимодействием световых пучков в средах с естественным вращением плоскости поляризации. Им были посвящены два представленных доклада — доклад П. Батчера, В. Клейнера, П. Келли и Х. Цайгера и доклад Д. Джордмейна (последний доклад не был прочитан). В этих докладах было выяснено, что в ряде изотропных тел, например в оптически активных жидкостях, тензор квадратичной поляризуемости  $\chi_{i,jk}$  не равен нулю, как это считалось ранее. Равенство нулю этого тензора, связывающего поляризацию и амплитуды поля  $P_i = \chi_{i,jk} E_j E_k$ , следовало из требования симметрии по последним двум индексам. Это верно для таких процессов, как генерация гармоник, где частоты компонент  $j$  и  $k$  одинаковы, но не верно в общем случае разных частот. Поэтому тензор  $\chi_{i,jk}$  содержит как четную часть относительно перестановки индексов  $j$  и  $k$ , так и нечетную часть. Эта нечетная часть, присутствующая у оптически активных сред, и обуславливает генерацию суммарной и разностной частот при прохождении через среду двух волн с разными частотами.

Значительное место на сессии было отведено докладам, посвященным плазменным нелинейным эффектам в газах и твердых телах. Однако нелинейности в плазме на несколько порядков меньше нелинейностей в твердых и жидких диэлектриках, обусловленных связанными электронами. Даже в металлах, как было отмечено в докладе Н. Бломбергена и И. Чена, наблюдаемая вторая гармоника при отражении от поверхности обусловлена в большей степени асимметрией оболочек поверхностных ионов, чем поверхностными плазменными эффектами.

Большой интерес вызвал доклад П. Першана, Ж. Ван-дер-Циля и Л. Мальстрёма, посвященный обратному эффекту Фарадея. Этот эффект можно понять следующим образом. Член свободной энергии, ответственный за эффект

Фарадея (прямой), имеет вид  $F = \hat{\chi} \mathbf{H} \mathbf{E} \mathbf{E}$ , где  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{E}$  — амплитуды полей. Поляризация единицы объема определяется выражением  $\mathbf{P} = \frac{\partial F}{\partial \mathbf{E}} = \hat{\chi} \mathbf{H} \mathbf{E}$ , так что поляризуемость, пропорциональная внешнему магнитному полю, равна  $\hat{\chi} \mathbf{H}$ . Компоненты тензора  $\hat{\chi}$  пропорциональны константе Верде.

При прохождении интенсивного светового поля через такую среду в отсутствие внешнего магнитного поля возникает магнитная поляризация  $\mathbf{M} = \frac{dF}{d\mathbf{H}} = \hat{\chi} \mathbf{E} \mathbf{E}$ , пропорциональная, как видно, интенсивности светового поля. Это и есть обратный эффект Фарадея. В докладе были приведены результаты его теоретического и экспериментального изучения. Следует отметить, что это первый нелинейный оптический эффект, связанный с магнитным полем, и что, по-видимому, в ближайшее время следует ожидать значительного прогресса в нелинейной магнитооптике.

## 2. КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ И РАССЕЯНИЕ МАНДЕЛЬШТАМА — БРИЛЛЮЭНА

На сессии было заслушано 15 докладов, из них восемь докладов были посвящены вынужденному комбинационному рассеянию (ВКР) и четыре — вынужденному рассеянию Мандельштама — Бриллюэна (ВРМБ).

Наибольший интерес вызвали доклады, в которых обсуждалось довольно сильное несоответствие между простейшей одномодовой теорией ВКР и экспериментальными данными. Это несоответствие имеет место по следующим пунктам:

1. При использовании длинных кювет явления не зависят от отражательных свойств торцов, в то время как для коротких кювет эта зависимость существует.

2. В длинных кюветах коэффициент преобразования по мощности в стоксову компоненту не превышает процента, что противоречит теории.

3. Мощность стоксовой компоненты не является однозначной функцией мощности накачки, а является случайной величиной как в пространстве, так и во времени.

4. Зависимость мощности стоксовых компонент от мощности накачки отнюдь не линейная, как это следует из теории.

5. Вторая и высшие стоксовы компоненты имеют почти тот же порог по мощности накачки, что и основная стоксова компонента.

В главном докладе Н. Б л о м б е р г е и подверг детальному анализу существующее положение и дал качественное объяснение всем этим аномалиям. Объяснение было основано на гипотезе существования в излучении лазера нитевидных каналов с повышенными интенсивностями поля, случайно изменяющихся от импульса к импульсу. Такая фазовая структура излучения соответствует многомодовому режиму работы лазера, является очень правдоподобной и позволяет в принципе объяснить все наблюдающиеся аномалии.

В докладе В. В а г н е р а, С. Я т с в а и Р. Х е л в о р с а было теоретически изучено влияние флуктуаций накачки на поведение стоксовой компоненты. Было показано, что излучаемая вперед стоксова компонента очень чувствительна к флуктуациям уровня накачки, а излучаемая назад — нет. Эти выводы подтверждаются экспериментом. Однако основные расхождения между экспериментом и теорией на этом пути устранены не были.

В докладе Т. И т о и Х. Т а к у м а и в докладе Ж. Б е р т а были приведены результаты экспериментального исследования ВКР, которые как будто подтверждают зависимость явления от многомодовости излучения накачки. Однако в докладе Ф. М а к - К л у н г а, В. В а г н е р а и Д. В е й н е р а были изложены результаты экспериментального изучения мощности первой стоксовой компоненты от числа мод, генерируемых лазером при постоянной его мощности. Проведенное исследование убедительно показало, что такой зависимости нет и, следовательно, причина расхождения между опытом и теорией лежит в чем-то другом.

Другая сторона несоответствия между теорией и экспериментом в ВКР была освещена в докладе Е. Г а р м а й р. Известно, что антистоксовы компоненты при ВКР излучаются лишь под определенными углами, соответствующими так называемым условиям синхронизма. Так, например, для первой антистоксовой компоненты это условие имеет следующий вид:  $k_a = 2k_n - k_c$ . Как было выяснено Е. Гармайр, наряду с углами, определяемыми условиями синхронизма, антистоксовы компоненты излучаются под другими, вполне определенными углами, причем структура излучения может быть как мультиплетной, так и диффузной. Объяснения этому аномальному излучению дано не было.

Значительное внимание на сессии было уделено докладам по ВРМБ. В докладе Н. Б л о м б е р г е и а и докладе Х. Х е с у и В. К а в а ж а явление ВРМБ трактовалось как параметрическое взаимодействие между двумя оптическими компонентами

и акустической компонентой. В двух других докладах — докладе Р. Брюэра и Д. Шапиро и докладе П. Тапневальда — были приведены результаты экспериментального изучения ВРМБ и, в частности, исследования характера возникновения высших стоксовых компонент. Было выяснено, что эти компоненты появляются со значительным сдвигом во времени, причем, как и в случае ВКР, порог возникновения второй и высших компонент почти не отличается от порога возникновения основной компоненты.

В ряде докладов было отмечено, что в некоторых веществах с высоким порогом ВКР явление ВРМБ возникает раньше, при увеличении мощности накачки, затем при достижении порога ВКР явление ВРМБ исчезает и возникает снова лишь при дальнейшем значительном увеличении мощности накачки. Этому явлению, указывающему на тесную связь между ВКР и ВРМБ, объяснения пока не найдено.

Большой интерес вызвал доклад П. Мейкера, посвященный экспериментам по нелинейному рассеянию света в жидкостях. Известно, что в жидкостях генерация второй гармоники падающего излучения невозможна, так как тензор макроскопической нелинейной поляризации  $\chi_{i, jk} = 0$ . Однако если отдельная молекула не является centrosymmetric, под действием поля на частоте  $\omega$  она приобретает поляризацию на частоте  $2\omega$ , и в объеме происходит некогерентное излучение на двойной частоте от каждой молекулы. Этот процесс нелинейного рассеяния малоэффективен: при  $1 \text{ Мвт}$  падающего света излучается  $10^{-7} \text{ вт}$  на удвоенной частоте. Помимо упругого рассеяния, когда молекулы остаются после процесса в тех же энергетических состояниях, П. Мейкер наблюдал и неупругое нелинейное рассеяние с возбуждением колебательных уровней молекул и с частотой рассеянного света, равной  $2\omega - \omega_m$ , где  $\omega_m$  — частота колебаний молекул, проявляющаяся в комбинационном рассеянии. Проведенные измерения находятся в качественном согласии с развитой теорией.

### 3. РАБОТЫ ПО МНОГОКВАНТОВОЙ ФОТОИОНИЗАЦИИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОМУ ПРОБОЮ НА ОПТИЧЕСКИХ ЧАСТОТАХ

Создание квантовых генераторов на кристаллах, работающих в режиме гигантских импульсов, открыло возможность для проведения фундаментальных исследований явлений, которые ранее в оптическом диапазоне не наблюдались. К таким явлениям, помимо нелинейных оптических эффектов, ВКР и ВРМБ, относятся также многоквантовая фотоионизация атомов и электрический пробой в газах, возникающий при фокусировании излучения лазеров большой мощности\*). Двум последним явлениям и были посвящены семь докладов, доложенные на отдельной секции конференции.

В докладе А. Гоулда и Х. Бебба были приведены результаты расчета на основе теории возмущений высокого порядка сечений фотоионизации атомов Хе, Кг, Аг, Не и Н, обусловленных одновременным поглощением 7, 8, 9, 13, 14 и 8 квантов излучения рубинового лазера соответственно.

Наиболее строгие расчеты были выполнены для атома водорода и дали величину сечения  $\sigma = 1,3 \cdot 10^{-248} I^8 \text{ см}^2$ , где  $I$  — плотность потока излучения. Результаты расчета показывают, что при уровнях мощности, при которых экспериментально наблюдается электрический пробой в газах, многоквантовая фотоионизация может приводить к появлению лишь первоначальных электронов.

В докладе Э. Перессини сообщалось об экспериментальном исследовании эффекта многоквантовой фотоионизации в благородных газах при низких давлениях (менее  $1 \text{ мм Hg}$ ). В работе использовался рубиновый лазер, работавший в одномодовом режиме и обеспечивавший поток  $10^9 \text{ вт/см}^2$  в пучке диаметром  $0,62 \text{ см}$ . При фокусировании с помощью линзы с фокусным расстоянием  $1 \text{ см}$  максимальная напряженность поля в области фокуса достигала величины  $8,5 \cdot 10^7 \text{ в/см}$ . Была получена зависимость числа собираемых коллектором фотоэлектронов от напряженности электрического поля световой волны в области фокуса. Результаты эксперимента качественно согласуются с полуклассической теорией туннельного эффекта на оптических частотах.

Доклад А. Хогта, Р. Мэйерэнда и Д. Смита был посвящен результатам экспериментального исследования зависимости порога электрического пробоя в газах от давления газа и величины объема фокальной области. Было показано, что пороговое значение поля пробоя обратно пропорционально объему фокальной области, что подтверждает существенную роль потерь, связанных с диффузией электронов из области фокуса. Измерения проводились с рубиновым и неодимовым лазерами, что позволило качественно определить частотную зависимость порога пробоя.

Очень близок по содержанию к этой работе доклад Р. Томлинсона и Э. Дамона. Помимо измерений, аналогичных описанным в предыдущем докладе,

\*) См. статью Ю. П. Райзера «Пробой и нагревание газов под действием лазерного луча, опубликованную в УФН 87 (1), 29 (1965). (Ред.)

авторы исследовали, как изменяется положение момента возникновения пробоя по отношению к пику интенсивности лазерного импульса в зависимости от пиковой мощности излучения. Эти измерения подтверждают предположение о том, что основную роль в пробое играют лавинные процессы, а не многоквантовая фотоионизация.

В докладе Р. М и н к а сообщалось об экспериментальном исследовании коэффициента отражения излучения второй гармоники от искры, создаваемой при фокусировании импульса излучения основной частоты. Исследование проводилось в аргоне и азоте при высоких давлениях. По интенсивности отраженного сигнала второй гармоники была оценена электронная плотность в плазме искры  $N_e = 2 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ . Предполагается, что существенную роль при таких плотностях играют плазменные колебания.

Доклад А. Ф е л п с а был посвящен теории лавинной ионизации газов в сильных электрических полях на оптических частотах. На основе теории высокочастотного пробоя и квантовой теории ионизации при столкновениях было рассчитано характерное время лавины в поле излучения лазера (время, необходимое для полной ионизации газа в области фокуса). Если предположить, что ионизация атомов из возбужденных состояний в поле световой волны обусловлена многоквантовой фотоионизацией, то расчетные величины времени развития лавины согласуются с экспериментальными.

Доклад С. Л. М а н д е л ь ш т а м а, А. М. П р о х о р о в а, П. П. П а ш и н и н а, Н. К. С у х о д р е в был посвящен экспериментальному исследованию механизма развития искры в воздухе, возникающей при фокусировании излучения лазера. Измерения показали, что основным является гидродинамический механизм развития искры в период действия лазерного импульса. По доплеровскому смещению частоты рассеянного на фронте детонационной волны излучения лазера была определена скорость движения фронта по направлению к линзе  $v = 1,4 \cdot 10^7 \text{ см/сек}$ .

Температура плазмы во фронте была измерена по рентгеновскому излучению искры в области  $\lambda \approx 10 \text{ \AA}$ . Измеренная величина  $T_e \approx 6 \cdot 10^5 \text{ }^\circ \text{K}$  хорошо согласуется со значением, получаемым на основе гидродинамической теории, если воспользоваться экспериментальным значением скорости движения фронта волны.

#### 4. ГАЗОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

В настоящее время появилось новое направление в развитии газовых квантовых генераторов, связанное с использованием для генерации вращательно-колебательных переходов в молекулах. Основной физической посылкой использования этих переходов являются особенности релаксации в возбужденных колебательных состояниях.

Плодотворность этой новой идеи была убедительно доказана в докладе П а т е л я (С. К. N. P a t e l, Bell. Tell. Labs.) «Передача колебательной энергии — эффективный способ селективного возбуждения». В докладе сообщалось об осуществлении газового лазера повышенной мощности с использованием смеси газов  $\text{CO}_2$  и  $\text{N}_2$ . С помощью газового разряда возбуждаются колебательные состояния молекулы  $\text{N}_2$ . Одно из этих состояний с колебательным числом  $v = 1$  имеет энергию, близкую к вращательно-колебательному состоянию  $\text{CO}_2$  001. В результате резонансной передачи от  $\text{N}_2$  молекулам  $\text{CO}_2$  последние возбуждаются весьма эффективно с образованием инверсии населенности для вращательно-колебательного перехода 001  $\rightarrow$  100 (длина волны  $\sim 10 \text{ }\mu$ ).

Основная идея лазера заключается в том, что в результате достаточно большого времени жизни молекул  $\text{N}_2$  в возбужденном колебательном состоянии возможно отделение области газового разряда, где происходит возбуждение  $\text{N}_2$  электронами, от области генерации, в которой происходит передача энергии от  $\text{N}_2$  к  $\text{CO}_2$ . Это позволяет устранить непосредственное влияние разряда на инверсию населенности и получить большую выходную мощность генерации. Нателл сообщил, что ему удалось получить мощность непрерывно работающего лазера  $15 \div 20 \text{ вт}$  при к. п. д. 4%. Это — максимальная мощность и максимальный к. п. д. для непрерывно работающего лазера. Увеличение мощности до  $50 \div 100 \text{ вт}$ , по-видимому, не представляет принципиальных трудностей.

Сравнительно большое время жизни возбужденных колебательных состояний молекулы по сравнению с вращательными состояниями обуславливает возможность чисто тепловой накачки лазера. Идея накачки состоит в следующем. Пусть газ, нагретый до температуры  $T_n$ , быстро помещается в резервуар, имеющий температуру  $T_k < T_n$ . Наиболее быстро придут в термодинамическое равновесие поступательные и вращательные степени свободы, времена релаксации которых  $\tau_{\text{пост}}$  и  $\tau_{\text{вр}}$  значительно короче  $\tau_k$  — времени установления колебательных степеней свободы. Тогда примерно в течение времени  $\tau_k$  распределение по колебательным степеням будет определяться температурой  $T_n$ , в то время как распределение молекул по вращательным степеням свободы будет зависеть от  $T_k$ .

Число молекул во вращательно-колебательном состоянии с энергией  $F_{v,R} = E_v + E_R$  равно

$$N_{v,R} \sim g_{v,R} \frac{N_0}{\Sigma} e^{-E_v/kT_H} e^{-E_R/kT_K}.$$

Здесь индекс  $v$  относится к колебательному состоянию, индекс  $R$  — к вращательному;  $E_v$  — энергия, связанная с колебаниями молекулы, а  $E_R$  — ротационная энергия молекулы,  $g_{v,R}$  — статистический вес рассматриваемого состояния,  $\Sigma$  — статистическая сумма.

Условия образования инверсии населенности приводят к требованию

$$\frac{N_{v',R'}}{N_{v,R}} \frac{g_{v,R}}{g_{v',R'}} > 1, \quad (a)$$

$$E_{v',R'} < E_{v,R}. \quad (б)$$

Из условия (а) вытекает, что при  $T_H > 0$  и  $T_K > 0$   $\frac{N_{v',R'}}{T_K} > \frac{N_{v,R'}}{T_H}$ , где

$N_{v',R'} = \frac{1}{h} (E_R - E_{R'})$ ,  $N_{v,v'} = \frac{1}{h} (E_v - E_{v'})$ . В частности, для линейной молекулы, вращательная энергия которой дается соотношением  $E_R = BJ(J+1)$ , где  $J$  — вращательный момент молекулы в единицах  $h$ , а  $B$  — вращательная постоянная, условия (а) и (б) принимают вид  $\frac{h\nu_{v,v'}}{B} > 2(J+1) > \frac{h\nu_{v,v'}}{B} \frac{T_K}{T_H}$ . Отсюда ясно, что при  $T_H > 0$ ,  $T_K > 0$  переходы должны принадлежать  $P$ -ветви с  $\Delta J = -1$ .

Для получения инверсии населенности можно использовать и другую особенность колебательных релаксационных процессов — увеличение времени релаксации с повышением колебательной энергии уровня.

В докладе К. С и м о д ы (К. Shimoda, University of Tokyo) проведен конкретный расчет лазера с тепловым нагревом для молекулы  $\text{CO}_2$ . Расчет показал, что возможно получение инверсии населенности для вращательно-колебательного перехода  $001 \rightarrow 100$  при диффузии молекул от горячей стенки к холодной, так как время релаксации в состоянии  $001$  порядка  $6,7 \cdot 10^{-6}$  сек, а в состоянии  $100$  равно  $1,5 \cdot 10^{-6}$  сек.

Симодой показано, что при температуре горячей стенки  $1400^\circ \text{K}$ , температуре холодной стенки  $140^\circ \text{K}$  и давлении  $\text{CO}_2 \sim 0,14$  мм Hg можно получить коэффициент усиления порядка 1,5% на длине 1 м.

Другое направление в развитии газовых лазеров связано с их использованием в спектроскопии как весьма тонкого и точного инструмента. Джаван, Фелд и Шлосберг (А. Javan, M. Feld, H. Schlossberg, MIT) рассмотрели возможности использования газовых лазеров для исследования сверхтонкого расщепления и ширины спектральных линий в газах. Основная идея состоит в том, что при наличии группы очень близких линий эффект насыщения резко зависит от частотных интервалов между компонентами сверхтонкой структуры и ширины этих компонент. Поэтому измерение насыщения при сканировании частоты генератора дает интересную информацию об указанных параметрах.

Наряду с этими работами на конференции были представлены и работы «классического» направления в газовых лазерах: исследование процессов, приводящих к инверсии населенности между электронными уровнями в атомарных и молекулярных системах, запуск и исследование лазеров на новых веществах. В частности, доклад Э. Г о р д о н а и Э. Л а б у д ы (E. Gordon, E. Labuda, Bell. Labs.) был посвящен механизму возбуждения лазера на ионах аргона; М а к-Ф а р л а н (McFarlan, Bell. Labs.) сообщил о создании лазера с использованием разряда в газах двухатомных молекул  $\text{H}_2$ ,  $\text{D}_2$ , HD,  $\text{N}_2$ . Автор наблюдал генерацию на девяти переходах в  $\text{H}_2$ , на четырех — в  $\text{D}_2$ , на одном переходе — в HD и 13 переходах — в  $\text{N}_2$ , в диапазоне  $3-8 \mu$ . Некоторые из этих переходов были наблюдаемы впервые.

В настоящее время газовые лазеры перекрывают большой диапазон длин волн (от  $300 \mu$  до фиолетовой области). Режим генерации получен более чем на 500 линиях с использованием различных веществ.

В области  $300 \mu$  работает пучковый мазер с использованием молекулы HCN. Пучковый мазер на молекуле формальдегида имеет длину волны в области  $400 \mu$ .

## 5. РАБОТЫ, ДО ПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ КВАНТОВЫМ ГЕНЕРАТОРАМ

Создание полупроводниковых квантовых генераторов является одним из последних достижений квантовой электроники. Их высокий коэффициент полезного действия, малые габариты и непосредственное преобразование электрической энергии в когерентное излучение (в инжекционных ПКГ) обещают им большое будущее. Однако

в настоящее время широкое их использование в значительной степени задерживается сравнительно малой мощностью. Поэтому проблема увеличения мощности ПКГ является одной из главных и являлась темой многих вопросов при обсуждении докладов и кулуарных разговоров.

Одним из направлений в повышении мощности является использование более совершенных полупроводниковых материалов, улучшение технологии и конструкции ПКГ с  $p-n$ -переходом. Таким путем удалось поднять мощности на 1—2 порядка. В настоящее время на инжекционных ПКГ из арсенида галлия получены мощности порядка 100 *вт* на микросекундных импульсах тока. Ведутся работы по повышению мощности около 1 *квт* при температуре жидкого азота. При комнатной температуре получены мощности до 100 *вт* при импульсах около  $10^{-8}$  *сек* и до 1 *вт* в непрерывном режиме. Лимитирующим фактором в повышении мощности является перегрев кристалла. Поэтому принимаются все меры для сведения к минимуму омических потерь на неактивных частях полупроводника и контактов и к улучшению теплоотвода. Используя совершенные по структуре чистые кристаллы и контролируя распределение специально вводимых примесей, пытаются также свести к минимуму потери на безызлучательную рекомбинацию и поглощение света.

Поиски новых материалов пока не привели к существенному повышению мощности. Арсенид галлия, на котором впервые была получена генерация когерентного излучения, пока еще обеспечивает наибольшие мощности. Однако за истекшие 2,5—3 года была получена генерация на многих полупроводниковых материалах, значительно расширяющих частотный диапазон.

Весьма перспективным направлением в увеличении мощности является использование оптического возбуждения и возбуждение пучком быстрых электронов. Эти методы позволяют создавать большие инверсные населенности в полупроводнике, причем в случае электронного возбуждения и оптического возбуждения при энергиях, близких к ширине запрещенной зоны или даже меньших (при двух квантовых переходах), возможно возбуждение больших объемов кристалла. Этим вопросам был посвящен доклад Н. Г. Басова (ФИАН СССР).

Для оптического возбуждения кристалла арсенида галлия использовалась стоксова компонента комбинационного рассеяния света рубинового лазера в жидком азоте с длиной волны  $\lambda = 8281 \text{ \AA}$ . Это почти точно соответствует энергетической ширине запрещенной зоны GaAs при температуре 77° К. Кристалл GaAs помещался в сосуд Дьюара с жидким азотом. Измерения показали, что при мощности светового импульса свыше 15 *Мвт* в стоксову компоненту преобразуется до 15% этой энергии. Толщина генерирующего слоя достигала 0,5 *мм*. Коэффициент полезного действия по отношению к мощности накачки составлял около 4%, что соответствовало мощности когерентного излучения в несколько десятков киловатт.

При двухфотонном возбуждении кристалла GaAs, имеющего ширину запрещенной зоны  $\varepsilon_g = 1,53 \text{ эв}$ , использовалось излучение  $h\nu = 1,17 \text{ эв}$  ОКГ на неодимовом стекле с модулированной добротностью. Когда плотность светового потока накачки достигала 16 *Мвт/см<sup>2</sup>*, возникала генерация на волне  $\lambda = 8365 \text{ \AA}$ . Толщина генерируемого слоя составляла около 0,3 *мм* и к. п. д. (по отношению к мощности накачки) около 1%. Путем двухфотонного возбуждения светом с  $h\nu = 1,79 \text{ эв}$  от рубинового ОКГ с модулированной добротностью была получена генерация на кристалле CdS ( $\varepsilon_g = 2,5 \text{ эв}$  при 77° К). При мощности «накачки» 100 *Мвт/см<sup>2</sup>* излучение выходило по всей толщине кристалла. Н. Г. Басовым были также доложены результаты работы по полупроводниковым квантовым генераторам, возбуждаемым потоком быстрых электронов. Использовался поток электронов с энергией 50 *кэв* в виде импульсов длительностью около 1 *мксек* с частотой повторения 50 *гц*. С помощью магнитной фокусировки достигалась плотность тока на образце до 10 *а/см<sup>2</sup>*. Была получена генерация на кристаллах GaAs ( $\lambda = 8340 \text{ \AA}$ ) и тройного соединения  $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$  ( $\lambda \sim 703 \text{ \AA}$ ) при азотной температуре. Кристалл укреплялся на хладопроводе криостата. В случае GaAs к. п. д. составлял 4%.

При температуре жидкого азота была также получена генерация на кристалле CdS ( $\lambda = 4960 \text{ \AA}$ ). В режиме генерации к. п. д. составлял не менее 1%. Следует заметить, что излучение, полученное на кристалле CdS, находится в видимой (зеленой) области и является наиболее коротковолновым из полученных к настоящему времени на полупроводниковых кристаллах.

В докладе Бегуа а Ля Гийома и Дебевера (Франция, Эколь Нормаль) были суммированы результаты получения генерации в инфракрасной области спектра на полупроводниках типа  $\text{A}_{III}\text{B}_V$  GaSb (1,8  $\mu$ ), InAs (3  $\mu$ ), InSb (5,2  $\mu$ ) и теллура ( $\lambda = 3,7 \mu$ ). Возбуждение осуществлялось пучком электронов с относительно небольшой энергией 15—20 *кэв* и током до 2 *ма*. Возбуждение осуществлялось импульсами тока в 1 *мксек* с частотой до 3000 *гц*. Пучок фокусировался на образец в пятно диаметром 0,2 *мм* так, что плотность тока достигала 5 *а/см<sup>2</sup>*. Образцы укреплялись на хладопроводе, охлаждаемом жидким гелием и водородом. Наиболее подробно авторы остановились на исследовании генерации когерентного излучения из теллура. Теллур является первым элементарным полупроводником, на котором удалось

получить когерентное излучение. Пороги генерации на этом материале при электронном возбуждении получаются значительно меньшими, чем для соединений типа  $A_{III}B_{V}$ . Энергетическая структура теллура еще не достаточно изучена. Однако полученные результаты, по-видимому, указывают, что энергетические экстремумы зон находятся при одном и том же значении волнового вектора. В настоящее время теллур обладает только дырочной проводимостью, что затрудняет осуществление инжекции носителей с помощью  $p-n$ -перехода.

Получение когерентного излучения с длиной волны 5,2 мк при оптическом возбуждении антимонида индия рассматривалось в докладе Феллан (США, Линкольновская лаб.). В качестве источника возбуждения использовался инжекционный ПКГ на арсениде галлия ( $\lambda = 0,84$  мк), излучение которого фокусировалось на кристалле InSb с помощью кварцевой цилиндрической линзы. Мощность возбуждения составляла до 5 вт в импульсе, длительность около 1 мксек. Оба кристалла — InSb и GaAs — укреплялись на хладопроводе гелиевого криостата. Когерентное излучение наблюдалось в магнитном поле от 16 до 20 кэс. Магнитное поле увеличивает плотность состояний (возникают уровни Ландау), что дает возможность значительно снизить пороги генерации. Данные о мощности генерации не приводятся. На сильно легированном антимониде индия при применении магнитного поля наблюдались осцилляции интенсивности спонтанного излучения, которые имеют такой же характер и происхождение, как и осцилляции магнетосопротивления и поглощения.

Самое длинноволновое когерентное излучение было получено на полупроводниках PbS, PbTe и PbSe, которые перекрывают диапазоны 5–8,5 мк. Генерация получалась при температуре 10–15° К. Инжекция носителей осуществлялась с помощью  $p-n$ -перехода. Поскольку эти кристаллы имеют малые эффективные массы электронов, магнитные поля около 20 кэс, как и в случае антимонида индия, концентрируют энергетические уровни в зоне проводимости в уровни Ландау. Излучательные переходы возникали между нижним уровнем Ландау и валентной зоной. По спектрам излучения были определены значения эффективных масс: 0,055  $m_0$ , 0,020  $m_0$  и 0,029  $m_0$ , и ширина запрещенной зоны: 0,287, 0,188 и 0,143 эв — для PbS, PbTe и PbSe соответственно. Отмечается, что для когерентного излучения 0,5 мк имеется «окно» пропускания в атмосфере, что должно облегчить практическое использование таких генераторов.

В докладе М. Бернарда (Франция) было сообщено о получении генерации в антимониде галлия ( $\lambda = 1,8$  мк) при инжекции носителей через  $p-n$ -переход. Возбуждение осуществлялось микросекундными импульсами тока при 77° К. Плотность тока  $\sim 10^4$  а/см<sup>2</sup>; на одном из диодов при плотности тока  $\sim 300$  а/см<sup>2</sup> и температуре 4,2° К получена генерация в непрерывном режиме.

При больших уровнях возбуждения, которые достижимы при мощности оптической подсветки или электронным облучением, возможны так называемые эффекты насыщения. В докладе Стерна (США) рассчитывался коэффициент поглощения света в активной области полупроводника, в частности, полупроводникового усилителя света. Установлено, что коэффициент поглощения является функцией степени возбуждения уровней в активной области  $S = \Delta N/N_s$  ( $\Delta$  — число возбужденных электронов или дырок,  $N_s$  — число возбуждаемых носителей). Было показано, что интенсивность света с расстоянием изменяется экспоненциально при малых уровнях возбуждения (как обычно) и линейно при больших.

\* \* \*

Перечисленный круг вопросов, который был предметом обсуждения на конференции, достаточно полно отражает современные направления физических исследований в области квантовой электроники, хотя некоторые направления исследований на конференции представлены не были (вопросы преобразования химической энергии в лазерное излучение «химические лазеры», фотодиссоциация как метод возбуждения лазеров и т.д.). Доложенные на конференции результаты свидетельствуют о том, что в настоящее время исследование в области физики лазеров остается в центре внимания ведущих научных лабораторий мира.

Физический институт  
им. П. Н. Лебедева АН СССР  
Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

А. Н. Оравский, П. П. Пашинин,  
Р. В. Хохлов, А. П. Шотос