

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53.0(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР**

(24—25 ноября 1976 г.)

24 и 25 ноября 1976 г. в конференц-зале Физического института имени П. Н. Лебедева АН СССР состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. М. Я. Маров. Венера и Марс (по последним результатам советских и американских исследований).

2. Ю. И. Гальперин. Магнитосферы Земли и планет.

3. В. Б. Брагинский. Квантовые особенности при макроскопических измерениях.

4. Е. М. Гершензон. Спектральные и радиоспектроскопические исследования полупроводников на субмиллиметровых волнах.

Ниже публикуется краткое содержание прочитанных докладов.

523 [42 + 43](048)

М. Я. Маров. (Венера и Марс (по последним результатам советских и американских исследований)). За последнее десятилетие достигнуты крупные успехи в области планетной физики, чему способствовали прежде всего полеты автоматических космических аппаратов. Открывшиеся возможности проведения непосредственных экспериментов на планетах и в их ближайших окрестностях наряду с совершенствованием методов и техники наземных наблюдений принесли множество новых сведений фундаментального значения. Это позволяет более определенно судить о физических механизмах, лежащих в основе формирования существующих природных комплексов, прежде всего на ближайших к Земле планетах — Венере и Марсе. В докладе содержатся современные представления об этих планетах, за исключением разделов физики верхних атмосфер и проблем обтекания, имеющих самостоятельный интерес.

В изучение Венеры основной вклад внесли полеты автоматических станций «Венера-4 -10». На Землю переданы первые фототелевизионные панорамы поверхности. Установлено, что планета обладает мощной горячей атмосферой, почти целиком ($97 \pm 3\%$) состоящей из углекислого газа, с температурой и давлением у поверхности $\sim 740^\circ\text{K}$ и $\sim 90 \text{ кг/см}^2$. Относительное содержание водяного пара оценивается в пределах 10^{-4} — $10^{-1}\%$. Благодаря огромному теплосодержанию суточные вариации температуры у поверхности ничтожны, но достигают 20 — 30° выше примерно 30 км . Основной облачный слой Венеры, имеющий протяженность около 20 км , по-видимому, состоит из концентрированного раствора серной кислоты. По данным нефелометрических измерений он представляет собой слабую дымку, с дальностью видимости 1 — 3 км и примерно микронными размерами частиц. До поверхности Венеры доходит около 4% от величины солнечной энергии на орбите планеты, освещенность у поверхности 14 клк , спектральный состав несколько смещен в красную область, альbedo поверхности $0,1$ — $0,2$. Основную роль в поддержании специфического теплового режима Венеры играет «парниковый» механизм. Экранирующий эффект создается непрозрачностью

CO_2 при добавке $<0,01\%$ H_2O . Планетарная циркуляция преимущественно зонального направления имеет «карусельный» характер, скорости ветра у поверхности менее 1 м/сек и достигают $50\text{--}100 \text{ м/сек}$ выше $\sim 50 \text{ км}$.

По результатам радиокартирования с Земли на поверхности Венеры обнаружены сильно сглаженные кратеры. Рельеф поверхности на панорамах, данные о базальтическом характере пород по измерениям содержания U, Th, K и измерения плотности в местах посадки «Венеры-9 и -10» определенно свидетельствуют о происшедшей дифференциации планеты на оболочки, с выделением железо-никелевого ядра. Однако, по-видимому, из-за малой скорости вращения ($1/243$ земной) напряженность собственного магнитного поля Венеры не превышает $\sim 10^{-4}$ земного.

Глобальное картирование Марса существенно изменило сложившиеся по результатам первых фотографий отдельных небольших районов поверхности представления о нем как о геологически мертвой планете. В формировании поверхности Марса, наряду с ударной бомбардировкой (особенно интенсивной на стадии аккреции) и ветропылевой эрозией, важнейшую роль играли глобальная тектоника и вулканизм, что также свидетельствует о дифференциации недр планеты. Видимо, ядро Марса относительно небольшое, напряженность магнитного поля на экваторе около 65 гамм .

На поверхности отчетливо видны следы гляциологических процессов и потоков воды, оставивших руслоподобные образования. Поскольку при современной разреженной атмосфере жидкая вода на поверхности существовать не может, это приводит к интересным предположениям об особенностях палеоклимата Марса; есть основания считать, что климатические изменения произошли не менее десятков млн. лет назад; высказаны также предположения что вследствие приливных возмущений они носят периодический характер.

Измерения на «Викингах» подтвердили данные прямых измерений параметров атмосферы, впервые осуществленных на «Марсе-6», а также данные измерений с орбит искусственных спутников Марса. Среднее давление атмосферы у поверхности $\sim 6 \text{ мб}$, средняя температура около $230 \text{ }^\circ\text{K}$. На 95% атмосфера состоит из углекислого газа, около $2\text{--}3\%$ азота, содержание водяного пара $\sim 10^{-4}\text{--}10^{-3}\%$. Из-за малости времени тепловой релаксации суточно-сезонные колебания температуры достигают $100 \text{ }^\circ\text{K}$, на полюсах возможна конденсация основной составляющей атмосферы — углекислоты. Шапки, очевидно, состоят из сухого и обычного льда; возможно, что в процессе климатических изменений атмосфера становилась плотнее и на поверхности могла появляться жидкая вода, вероятно, высвобождаемая из плапок и из слоя вечной мерзлоты. По данным измерений на «Викингах» относительного содержания ^{40}Ar , ^{36}Ar и других компонентов в атмосфере Марса и в сопоставлении с Землей дегазация планеты, по-видимому, была неполной, марсианская атмосфера вряд ли может становиться в $10\text{--}15$ раз плотнее существующей. Предельное количество захороненной воды оценивается эквивалентной величиной (соответствующей равномерно разлитому по поверхности слою) не более нескольких десятков метров.

Сравнительный анализ по соотношениям летучих на Земле, Венере и Марсе свидетельствует о сходном характере геохимических процессов, происходивших на трех планетах. По-видимому, основным критическим фактором явилось их расположение относительно Солнца, приведшее в конечном итоге к существующим различиям природных условий.

Материалы, нашедшие отражение в докладе, опубликованы в книге А. Д. Кузьмина и М. Я. Марова «Физика планеты Венеры» (М., «Наука», 1974), в журналах: Косм. исслед. 14 (5), (1976); Science, 193 (№ 4255), 759 (1976); в статьях автора «Новый облик Марса» (Природа, № 8, (1975)) и «Венера: что о ней известно сегодня» (Земля и Вселенная, № 3, 3 (1976)); см. также обширную библиографию в упомянутой монографии Кузьмина и Марова.

[523 4 + 525 24](048)

§ Ю. И. Гальперин. Магнитосферы Земли и планет. Основные проблемы физики земной магнитосферы, остающиеся нерешенными, несмотря на интенсивное изучение, таковы.

а) Энергетика магнитосферы. Имеются два основных источника. Первый — это движение нейтрального газа в ионосфере, включая и вращение атмосферы вместе с Землей, создающее атмосферный динамо-эффект, обуславливающий дрейфовое движение плазмы. В земной магнитосфере эти эффекты определяют динамику плазмы на низких и средних широтах и в плазмосфере. Второй — это движения плазмы в пограничном слое вблизи магнитопаузы, вызываемые потоком обтекающего магнитосферу солнечного ветра (так называемое магнитосферное динамо) и создающие в магнитосфере э. д. с. аналогично МГД-генератору. В результате в магнитосфере возникает крупномасштабная конвекция плазмы. В земной магнитосфере эффекты этих двух

источников уравниваются примерно на границе плазмосферы, т. е. на магнитных оболочках 1—4—6 (рис. 1). Количественная теория этих источников с учетом инерции атмосферы не построена.

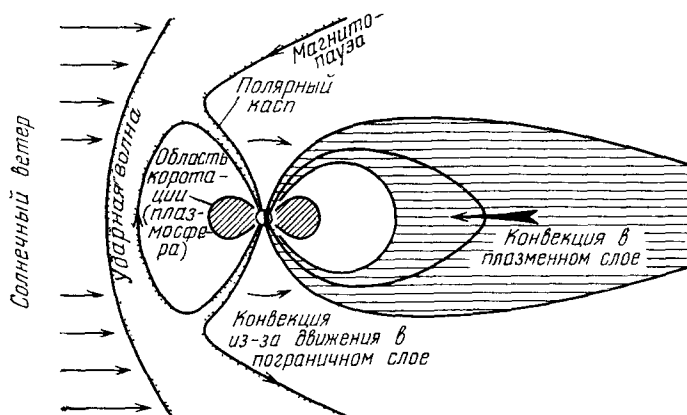


Рис. 1.

б) Источник магнитосферной плазмы. Здесь также могут быть выделены два основных источника — ионы солнечного ветра (главным образом H^+ и несколько процентов He^{++}), проникающие внутрь магнитосферы в области полярных каспов и через пограничный слой, и ионы верхней ионосферы (H^+ , He^+ , O^+), поднимающиеся в магнитосферу в продольных электрических токах и разогреваемые до энергий порядка килоэлектронвольт во время магнитных бурь. Относительная роль этих источников в условиях магнитной бури остается неясной, но оба они дают существенный вклад в состав энергичных ионов магнитосферы¹.

в) Природа разогрева и ускорения частиц плазмы, сопровождаемого резким ростом их магнитного момента. Такие нестационарные процессы разогрева плазмы происходят во время вспышек суббурь на обращенной к Земле внутренней границе плазменного слоя² и, кроме того, активные процессы, напоминающие хромосферные вспышки на Солнце, обнаружены вблизи пограничного слоя в хвосте магнитосферы³. Как известно, под действием электрического поля конвекции происходят явления адиабатического ускорения авроральных частиц и явления продольного ускорения в электрическом поле двойного слоя над дугами полярных сияний, а также диффузия захваченных частиц на внутренние *L*-оболочки, вызывающая ускорение частиц пояса радиации, однако при этих процессах магнитный момент сохраняется.

г) Картина магнитосферных электрических токов. Крупномасштабный поверхностный ток создает границу магнитосферы — магнитопаузу, а электрическое поле конвекции создает сложную систему продольных токов, замыкающихся через проводящую ионосферу. Джоулевы потери этих токов в атмосфере требуют непрерывного подвода энергии в магнитосферу из солнечного ветра, причем подводимая мощность и даже конфигурация токов определяются вектором межпланетного магнитного поля⁴, но механизм этого взаимодействия, как и сама структура токов, неясен.

Как видно, физика магнитосферы столкнулась с целым клубком взаимозависимых проблем, но, в отличие от физического эксперимента в лабораторных условиях, где роль отдельных факторов может быть изолирована или изменена, при изучении магнитосферы принципиальные возможности дает лишь сопоставление с магнитосферами других планет.

Наиболее простым случаем является магнитосфера Меркурия⁵, поскольку там почти отсутствуют атмосфера и ионосфера, а следовательно, отсутствуют динамо-эффекты (т. е. остается лишь внешний источник энергии) и инерция системы обусловленная движениями нейтрального газа. Отсутствие ионосферной проводимости исключает продольные токи, так что токовая система содержит лишь поверхностные токи на магнитопаузе и дрейфовые токи в хвосте. Построение и анализ такой токовой системы, сдерживающей напор солнечного ветра, представляет нерешенную задачу теории магнитосфер. Размеры магнитосферы Меркурия недостаточны для возникновения зоны захвата и пояса радиации. Поэтому пояс радиации здесь не может, как

в земной магнитосфере, играть роль резервуара энергии и плазмы, надолго сохраняющего память о предыдущих активных явлениях (магнитных бурях) и способного частично демпфировать новые вспышки путем перераспределения энергичных захваченных частиц. «Простая» магнитосфера Меркурия, в которой также возникают кратковременные возмущения, аналогичные магнитным бурям, оказывается идеальным, хотя и далеким полигоном для проверки теоретических моделей магнитопаузы.

Роль резкого увеличения проводимости ионосферы за счет уменьшения магнитного поля по сравнению с ионосферой Земли может быть изучена в магнитосфере Марса⁶. В этих условиях электрическое поле внешнего источника оказывается замкнутым в ионосфере⁷, и конвекция плазмы определяется движениями нейтральной верхней атмосферы (кортацией и ветрами), т. е. доминирует атмосферное динамо. Возникающая в результате картина конвекции плазмы (подобно тому как это происходит в магнитосфере Юпитера; см. ниже) оказывает влияние на конфигурацию магнитосферы и явления вблизи магнитопаузы. Поэтому исключительный интерес представляют результаты измерений структуры пограничного слоя и явлений в хвостовой части марсианской магнитосферы^{6, 8}.

Если на Венере также есть небольшое крупномасштабное магнитное поле, то картина должна быть подобна наблюдаемой на Марсе, но без эффектов вращения планеты и с еще более высокой ионосферной проводимостью.

Наиболее значительной и интересной магнитосферой, во многом напоминающей магнитосферу пульсара, обладает Юпитер⁹. Ее поперечник превышает 0,1 а. е., а длина магнитосферного хвоста более 4,6 а. е. (скорее всего, не менее 20 а. е.). Все перечисленные выше нерешенные проблемы физики земной магнитосферы еще обостряются в применении к магнитосфере Юпитера. Укажем лишь некоторые важные их особенности:

1) Энергетика. Основную роль здесь играет динамо-эффект, обусловленный быстрым вращением атмосферы планеты и турбулентными движениями в ней в сочетании с высокой интегральной проводимостью ионосферы.

2) Магнитосферная плазма в значительной степени поставляется диссипацией атмосфер галилеевых спутников при их облучении энергичными частицами. Диссипировавшие нейтральные частицы оказываются гравитационно-захваченными и образуют вдоль орбит этих спутников тороидальные облака, ионизируемые

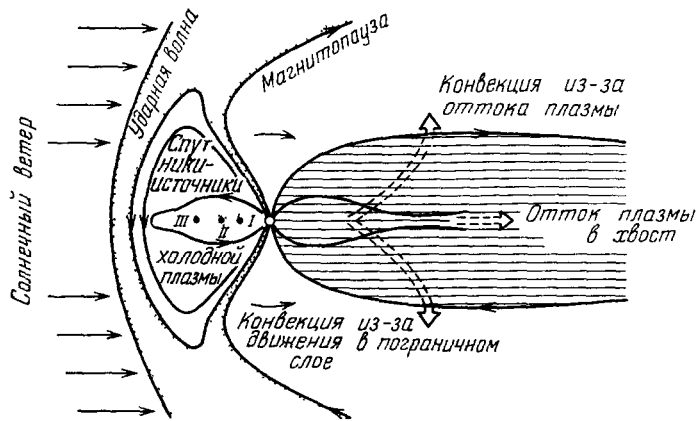


Рис. 2.

энергичными частицами. Заметную часть в них наряду с протонами составляют ионы S^+ , Na^+ , Mg^+ . Плазма вращается с периодом ~ 10 час, и центробежная сила вызывает дрейфовое движение ионов. Остается открытым вопрос о появлении в результате существенного радиального оттока плазмы наружу на дневной стороне. Такой отток в хвосте представляется весьма вероятным, и в этом случае конвекция в хвосте будет резко отличаться от ожидаемой за счет движений в пограничном слое вблизи магнитопаузы (рис. 2).

3) Разогрев и ускорение частиц плазмы с нарушением магнитного момента оказывается исключительно эффективным и создает высокую интенсивность релятивистских электронов даже вблизи магнитопаузы. Интенсивности этих частиц модулированы с периодом ~ 10 час не только во

всей области магнитосферы, пройденной станциями «Пионер-10» и «Пионер-11», но также в околопланетном и межпланетном пространстве, куда они выбрасываются, вероятно, из области хвоста магнитосферы. Остается не ясным, связана ли эта 10-часовая модуляция интенсивности электронов с условиями их захвата и выхода в межпланетное пространство, либо затрагивает и сам процесс генерации релятивистских электронов внутри магнитосферы⁹.

4) Картина магнитосферных токов еще практически не изучена, но уже ясно, что дрейф ионов под воздействием центробежной силы вызывает во внешней магнитосфере кольцевой ток, создающий магнитную конфигурацию, похожую на так называемую область нейтрального слоя в хвосте земной магнитосферы. Устойчивость такой конфигурации требует продольных угловых распределений энергичных частиц, которые действительно наблюдались в этой области. Однако, данные о концентрации и составе тепловых ионов здесь пока отсутствуют, как и данные о продольных токах и других характеристиках плазменных процессов. Генерация мощнейшего декаметрового радиоизлучения связана с неустойчивостями продольных токов, стимулируемыми в силовых трубках, проходящих через спутники (Ио и Европа, а возможно, и другие).

Этот далеко не полный перечень поразительных явлений в магнитосфере Юпитера делает особенно интересным изучение других вариантов магнитосфер быстровращающихся больших планет. Следующий «экземпляр» такой магнитосферы — у Сатурна — может обладать лишь очень слабым внутренним поясом радиации (а следовательно, и магнито-тормозным радиоизлучением) из-за поглощения захваченных частиц твердым веществом колец Сатурна. Вместе с тем, из этого вещества может выделяться значительное количество нейтрального газа и создаваться высокая концентрация холодной плазмы в магнитосфере. Длинноволновое вспыхивающее радиоизлучение (~ 1 Мгц¹⁰) по свойствам оказалось очень близким к декаметровому радиоизлучению Юпитера¹¹, а также к километровому радиоизлучению ($\sim 0,3$ Мгц) над земным полярным сиянием¹²⁻¹⁴, что говорит об их общей природе, связанной с продольными электрическими токами^{11, 15}.

Наконец, последняя из магнитосфер, которую может надеяться изучать наше поколение — это гипотетическая магнитосфера Урана¹⁶. Ось вращения планеты лежит вблизи плоскости эклиптики, и, по аналогии с другими планетами, можно предположить, что ее магнитный момент пропорционален механическому и награвлен приблизительно вдоль оси вращения. Ориентация оси планеты на Солнце наступит в 1985 г., и в это время гипотетическая магнитосфера Урана будет приблизительно осесимметричной, а отклонения от симметрии будут возникать лишь при взаимодействии поля на магнитопаузе с межпланетным магнитным полем.

Представляется очевидным, что исследование магнитосфер планет будет особенно важным для выяснения нерешенных проблем физики земной верхней атмосферы и магнитосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. G. Johnson, R. D. Sharp, E. G. Shelley, in: Nobel Symposium «Physics of the Hot Plasma in the Magnetosphere», Ed. B. Hultqvist and L. Stenflo, N.-Y., Plenum Publ., 1976, p. 45.
2. C. E. McIlwain, in: Magnetospheric Physics, Ed. B. M. McCormac, Dordrecht, D. Reidel, 1974, p. 143.
3. L. A. Frank, K. L. Ackerson, R. P. Lepping, Univ. of Iowa, Preprint 76-1, January 1976.
4. J. P. Herpner, J. Geophys. Res. 77, 4877 (1972).
5. N. F. Ness, K. W. Behannon, R. P. Lepping, Y. C. Whang, in: Solar Wind Interaction with the Planets Mercury, Venus and Mars, Ed. N. Ness, Washington, D. C., NASA, 1976, p. 87.
6. Sh. Sh. Dolginov, Ye. G. Yeroshenko, L. N. Zhuzgov, V. A. Sharova, K. I. Gringauz, V. V. Bezrukikh, T. K. Breus, M. I. Verigin, A. P. Remizov, *ibid.*, p. 1.
7. T. W. Hill, A. J. Dessler, R. A. Wolf, Geophys. Res. Lett. 3, 429 (1976).
8. O. L. Vaisberg, A. V. Bogdanov, V. N. Smirnov, S. A. Romanov, *цит. в*⁵ сборник, p. 21.
9. C. K. Goertz, in: Jupiter, Ed. T. Gehrels, Univ. of Arizona Press, 1976, p. 32.
10. L. W. Brown, Astrophys. J. Lett. 198, L89 (1975).
11. M. L. Kaiser, R. G. Stone, Science 189, 285 (1975).
12. Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев, Н. А. Митяков, В. О. Раппопорт и А. Ф. Тарасов, Космич. исслед. 6, 946 (1968).
13. Е. А. Бенедиктов, Г. Г. Гетманцев, Ю. А. Сазонов, А. Ф. Тарасов, *ibid.* 3, 614 (1965).

14. D. A. Gurnett, J. Geophys. Res. 79, 4227 (1974).
 15. C. F. Kennel, J. E. Maggs, Preprint UCLA PPG-245, November, 1975.
 16. G. L. Siscoe, Icarus 24, 311 (1975).

[53.08 + 530.145](048)

В. Б. Брагинский. Квантовые особенности при макроскопических измерениях. Для линейных механических и электромагнитных осцилляторов квантование энергии может быть в принципе обнаружено при $kT \gg \hbar\omega$, если уровень диссипации в осцилляторах достаточно низок. Появление одного или нескольких квантов, внесенных в механический осциллятор малой внешней силой (например, гравитационной волной), можно зарегистрировать, если с помощью параметрической связи преобразовать их в высокочастотные электрические кванты в электромагнитном осцилляторе. Таким образом, проблема обнаружения сводится к созданию высокочастотного вольтметра, обладающего достаточной чувствительностью, чтобы обнаруживать малое изменение числа квантов в электромагнитном осцилляторе.

Обычные (разрушающие) методы измерения энергии в электрическом осцилляторе позволяют определить при наименьшем возмущении число квантов с точностью до \sqrt{n} (при начальном числе n). После измерения начальное значение n возмущено на величину порядка \sqrt{n} . Если использовать оптимально и полностью информацию о величине частоты электрических колебаний (которая может быть а priori измерена с большой точностью), а также информацию о параметрах измерительного прибора, то оказывается возможным с высокой точностью измерить n , при весьма малой вероятности квантовых переходов на уровни $n \pm 1$ в результате измерения (квантовое неразрушающее измерение).

ЛИТЕРАТУРА

- Б. Я. Зельдович, А. М. Переломов, В. С. Попов, ЖЭТФ 55, 589 (1968).
 В. Б. Брагинский, В. С. Назаренко, ЖЭТФ 57, 1431 (1969).
 В. Б. Брагинский, Ю. И. Воронцов, УФН 114, 41 (1974).
 В. Е. Брагинский, Ю. И. Воронцов, В. Д. Кривченков, ЖЭТФ 68, 55 (1975).

537.31 33 (048)

Е. М. Гершензон. Спектральные и радиоспектроскопические исследования полупроводников на субмиллиметровых волнах. 1. Введение. Субмиллиметровый участок шкалы электромагнитных волн (100—1000 мкм), представляющий значительный интерес для радиотехнических применений, радиоастрономии и исследования вещества, занимает промежуточную область между длинноволновым инфракрасным и радиодиапазоном. До последнего времени (несмотря на проникновение методов и аппаратуры, присущих как оптическому, так и миллиметровому диапазонам волн) субмиллиметровый диапазон остается одним из слабо оснащенных участков спектра. Однако в последние годы он стал интенсивно осваиваться; в частности, создание монохроматических источников — ламп обратной волны (ЛОВ)¹ — привело к принципиально новым возможностям для спектроскопии. Обычно здесь применяются оптические методы — используется излучение теплового или газоразрядного источника, осуществляется либо разложение в спектр с помощью дифракционных решеток (эшелеттов), либо фурье-преобразование спектра. При этом спектрометры имеют относительно низкую чувствительность и плохое разрешение. Лазеры субмиллиметрового диапазона, обладающие монохроматичностью и достаточным уровнем мощности, практически неперестраиваемы и дают возможность проводить измерения лишь на фиксированных частотах при изменении магнитного поля или других параметров, что ограничивает возможности исследований. ЛОВ генерируют излучение мощностью $\geq 10^{-4}$ Вт и перестраиваются в широкой полосе частот изменением питающего напряжения. Благодаря этому имеются значительные успехи в создании спектральных приборов с ЛОВ и исследовании диэлектриков², газов³ и др.

Настоящий доклад посвящен результатам изучения полупроводников на субмиллиметровых волнах с помощью спектрометров высокого разрешения на ЛОВ⁴⁻¹⁴.

Прежде всего отметим несколько аспектов, по которым субмиллиметровые исследования полупроводников перспективны.

а) Ряд объектов в полупроводниках имеет достаточно малые энергии связи (1—5 мэВ), поэтому характеристические для них частоты соответствуют субмиллиметровому диапазону. Среди них — весь спектр возбужденных состояний мелких приме-

сей в полупроводниках, энергии связи многих примесных комплексов, экситонов, энергии активации прыжков электронов между примесями, приводящих к проводимости, зеemanовские и штарковские переходы для возбужденных состояний примеси и т. д. На этих же частотах реализуется квантовый циклотронный и спиновый резонансы, циклотронный резонанс электронов, локализованных на примесях и др.

б) В традиционном представлении спектроскопия и радиоспектроскопия имеют разные области исследований и существенно разнесены по частотам наблюдения. В полупроводниках из-за значительной диэлектрической проницаемости ($\epsilon \geq 10$) и малой эффективной массы носителей заряда ($m^* \leq 0,1m_0$) эти области изучения свойств вещества на субмиллиметровых волнах просто перекрываются и спектроскопические методы, основанные на вариации частоты, и радиоспектроскопические, используемые, как правило, фиксированные частоты наблюдения и модуляционные магнитные методики, сосуществуют и взаимно дополняют друг друга. Скажем, характерные для спектроскопии исследования возбужденных состояний атомов, эффекта Зеемана и др. приводят к тем же эффектам поглощения и изменения проводимости, что и обычные для радиоспектроскопии циклотронный и спиновый резонансы.

По-новому в этих условиях встают и такие вопросы физики полупроводников, как разогрев носителей в электрическом поле, воздействие света, возможности изучения высокоэнергичных фононов и ряд других.

в) Кроме самостоятельного значения для полупроводников, субмиллиметровые эксперименты с ними перспективны как модельные по реализации экстремальных условий, пока не осуществимых в лабораторных условиях. Пример — воздействие магнитного поля H на примесный атом. Даже в Ge и GaAs во вполне доступных постоянных $H \approx 60$ кэ эквивалентное по отношению к свободному атому поле составляет $H_{эkv} \approx 3$ Гэ, недостижимое к настоящему времени и в импульсном режиме; такие материалы как n -InSb, где энергия связи и эффективная масса электронов наименьшие, могут стать особенно перспективны для такого рода опытов. По-новому можно ставить вопросы исследования интерференции возбужденных состояний атома и влияния на него H , E и др., изучения отрицательных ионов и т. п.

г) Практическая значимость субмиллиметровых исследований полупроводников может быть в настоящее время проиллюстрирована такими применениями, как химический анализ примесей в полупроводниках, определение ряда констант для материалов и создание новых типов фоторезисторов.

2. *Аппаратура и методики.* Для исследования полупроводников был разработан спектрометр, перекрывающий область спектра от 2000 до 250 мкм с помощью нескольких ЛОВ⁵ (рис. 1). В полупроводниках (в отличие, например, от газов³), наиболее

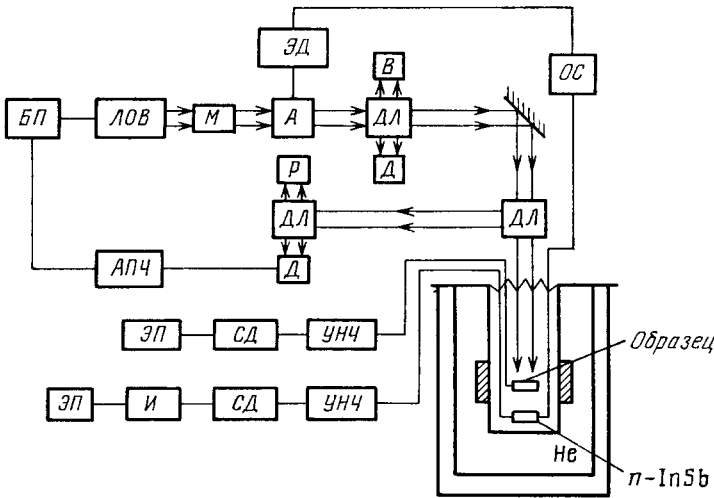


Рис. 1. Блок-схема субмиллиметрового спектрометра для исследования полупроводников.

узкие спектральные линии даже для изолированных центров из-за наличия фононов и при гелиевых температурах имеют ширину $\Delta \nu \approx 10^{-3}$ мэв, поэтому вопросы специальной стабилизации частоты генераторов не стоят — разрешающая способность спектрометра $\lambda/\Delta \lambda = 10^5$ достигается применением хороших блоков питания. При необходимости используется АПЧ. Сложнее со стабилизацией мощности излучения

в диапазоне перестройки частоты каждой ЛОВ — недостатком ЛОВ является изрезанность их амплитудно-частотных характеристик. Было применено выравнивание уровня мощности излучения, падающего на исследуемый образец, с помощью аттенюатора, включенного в цепь электромеханической отрицательной обратной связи. Измерения в спектрометре проводятся по фотопроводимости исследуемого образца либо по поглощению им излучения с помощью приемника из n -InSb, расположенного за образцом. Держатель образца помещается в гелиевый криостат со сверхпроводящим соленоидом ($H_{\max} \approx 60$ кэ). Применяется развертка частоты либо магнитного поля. Высокочастотный тракт выполнен в квазиоптическом исполнении¹⁶. Предусмотрены возможности поляризационных измерений (включая круговую поляризацию), подсвета образцов, воздействия на них одноосного сжатия P , электрического поля E , изменения температуры T , юстировки их положения. При измерениях фотопроводимости применяется стандартная модуляционная методика с синхронным детектированием, при измерении малых коэффициентов поглощения (до $\alpha \approx 10^{-5}$ см⁻¹) — метод двойной модуляции магнитного поля с последующим восстановлением формы спектра из сигнала производной интегратором; при необходимости в условиях одного эксперимента можно регистрировать как спектры фотопроводимости, так и поглощения. Образец может помещаться и в открытый резонатор; для реализации особо высокой чувствительности может быть использован автодинный прием¹³.

В экспериментах были использованы образцы Ge, Si, GaAs и n -InSb как технологически наиболее освоенных материалов, позволяющих провести исследования различных слабосвязанных состояний в полупроводниках.

3. *Примеси в Ge и GaAs*⁵. Изучение водородоподобных примесей в полупроводниках позволяет не только исследовать примесные атомы, но получить ценную информацию и о самом кристалле.

В отличие от общепринятых в инфракрасном диапазоне спектральных исследований, когда изучаются переходы электронов с основного состояния примесного атома

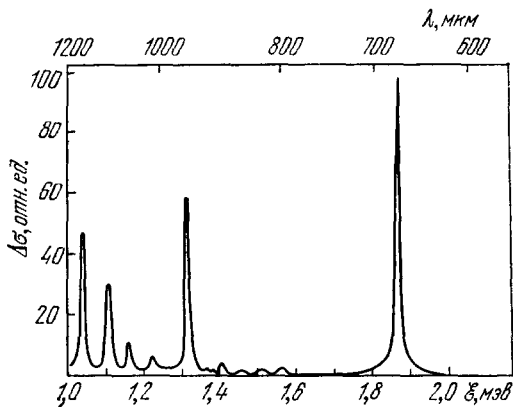


Рис. 2. Участок спектра фотопроводимости Ge : Sb при $T = 7^\circ$ К.

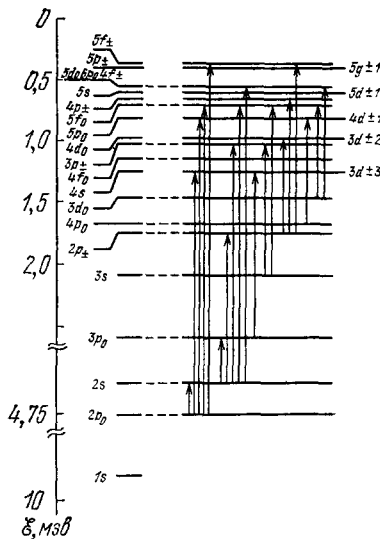


Рис. 3. Энергетическая диаграмма спектра Sb в Ge.

Слева — расчет²⁷, в центре — идентифицированные переходы, справа — обозначения уровней, полученных экспериментально.

в возбужденные, нами, как правило, исследовались переходы между возбужденными состояниями. Исключением являлись лишь эксперименты с n -GaAs в магнитном поле, где в диапазон используемого спектрометра попадают и переходы с основного состояния. В большинстве экспериментов спектры регистрировались по фотопроводимости, обязательной фототермической ионизации¹⁶ возбужденных состояний.

В качестве примера на рис. 2 приведен участок спектра фотопроводимости Sb в Ge. на рис. 3 — диаграмма измеренных переходов между возбужденными состояниями для этой примеси. Естественно, что здесь труднее становится идентификация пере-

ходов, чем для серии Лаймана, но в связи с богатством спектра растут и возможности

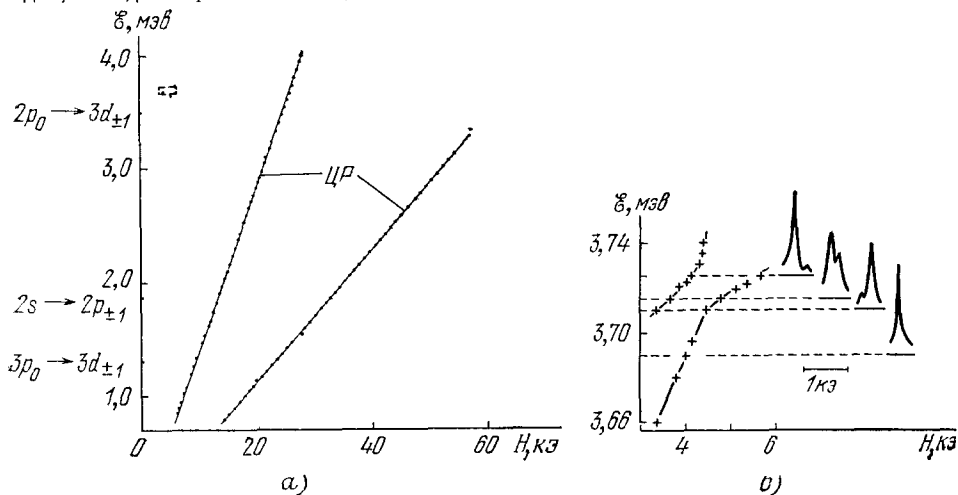


Рис 4. Зависимость энергии переходов от магнитного поля для трех линий спектра Sb в Ge ($H \parallel (111)$) (а).

На рис б) показан участок диаграммы рис а) в большем масштабе и трансформация вида спектра в области антипересечения уровней

измерений. Их основные результаты сводятся к следующим. Определен энергетический спектр большого числа возбужденных состояний для доноров и акцепторов различной природы в Ge, изучено их зеемановское расщепление в широком интервале H от сотен эрстед до 60 кэ и анизотропия эффекта Зеемана, воздействие давления, влияние температуры, подсвета и электрического поля на заселение состояния, исследованы интенсивность и ширина линий переходов и влияние на нее концентрации примесей и условий эксперимента, взаимодействие состояний. Ряд экспериментов выполнен не только по фотопроводимости, но и поглощению. Там, где это оказалось возможным, проведено сопоставление с теорией. Наряду с этим выполнено детальное исследование субмиллиметровых спектров примесей в GaAs, результаты эксперимента сопоставлены с расчетом.

Для примера, иллюстрирующего возможности метода, на рис 4 представлены результаты исследования взаимодействия состояний примеси в Ge, на рис 5 — энергетический спектр n -GaAs в магнитном поле. Из последнего, в частности, видно, что GaAs — прекрасный модельный материал для исследования атомов в сильном поле.

Обнаружен ряд особенностей спектров фотопроводимости и поглощения, обязанных переходам между возбужденными состояниями, установлено для них влияние химической природы примесей, в ряде случаев существенно уточнены литературные данные и определены области применимости имеющихся расчетов и т. д.

4 Н-центры в Ge и Si⁶ Проблема отрицательных ионов (например, Н⁻) привлекает значительный интерес в связи с их ролью в астрофизике, физике газового разряда и др. В полупроводниках с водородоподобными примесями в случае захвата

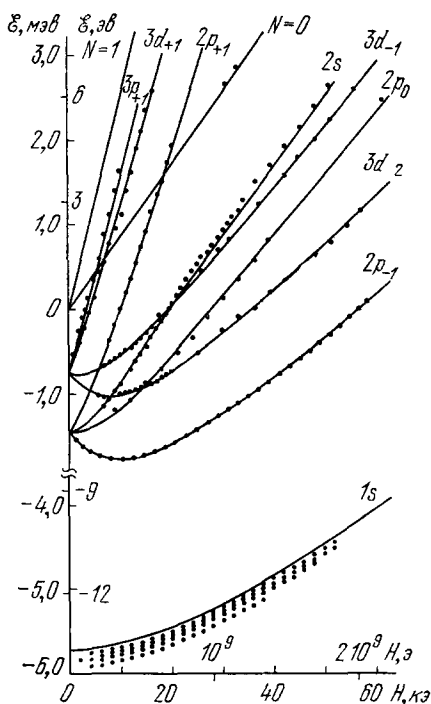


Рис 5. Зависимость энергии уровней доноров в GaAs от магнитного поля (значки) (сплошные линии — расчет²⁸ для атома водорода).

В полупроводниках с водородоподобными примесями в случае захвата

лишнего носителя заряда нейтральным примесным центром могут образовываться так называемые $D^- (A^+)$ -центры — отрицательно заряженные доноры (положительно заряженные акцепторы), являющиеся аналогом H^- . Они имеют энергию связи $\mathcal{E}_i \approx 0,05 \mathcal{E}_0$, где \mathcal{E}_0 — энергия ионизации нейтрального центра, т. е. их концентрация должна быть существенной при достаточно низких температурах ($kT < \mathcal{E}_i$) в условиях собственного или примесного возбуждения свободных носителей. В ряде работ отмечались связанные с наличием таких центров особенности люминесценции, рассеяния и рекомбинации свободных носителей. Нами осуществлены прямые эксперименты по определению \mathcal{E}_i в Ge и Si с различными примесями (значения \mathcal{E}_i составляют 1—3 мэв). Они основаны на определении длинноволновой границы фотопроводимости,

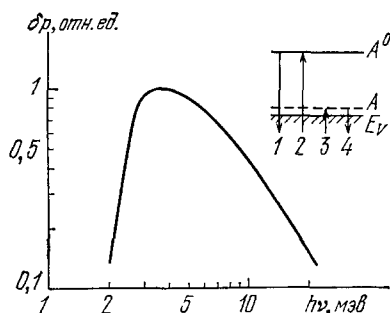


Рис. 6. Спектр длинноволнового края фотопроводимости, обусловленной фотонейтрализацией A^+ -центров в Si : B (указана схема энергетических переходов).

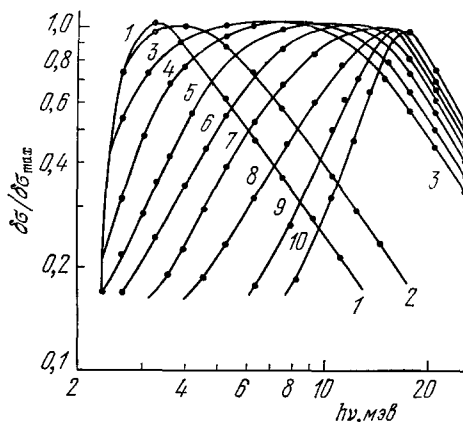


Рис. 7. Зависимость вида спектра проводимости Si : B от концентрации B (см^{-3}):
1 — $3 \cdot 10^{14}$, 2 — $6 \cdot 10^{14}$, 3 — $1,5 \cdot 10^{15}$, 4 — $3 \cdot 10^{15}$, 5 — $5 \cdot 10^{15}$, 6 — $8 \cdot 10^{15}$, 7 — $1,2 \cdot 10^{16}$, 8 — $3 \cdot 10^{16}$, 9 — $6 \cdot 10^{16}$, 10 — 10^{17} см^{-3} при $T = 1,5^\circ \text{K}$ ($N_A/N_D < 0,01$).

обусловленной фотоотрыву носителей от H^- -центров субмиллиметровым излучением. Первые измерения были выполнены на ЛОВ; в дальнейшем они были продолжены на решеточных спектрометрах. Обнаруженная фотопроводимость наиболее подробно исследовалась в Si : B, где в широком интервале частот, близких к \mathcal{E}_i , другие механизмы фотопроводимости отсутствуют. В качестве примера на рис. 6 приведен спектр фотопроводимости Si : B при $T = 1,5^\circ \text{K}$ в условиях монополярного возбуждения при концентрации $B \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Показано, что концентрация A^+ -центров экспоненциально нарастает с понижением температуры; исследованы рост концентрации таких центров с увеличением уровня возбуждения, ударная нейтрализация их в электрическом поле, влияние компенсирующей примеси и ряд других эффектов. В частности, выяснено, что с увеличением концентрации примесей энергия связи A^+ -центров возрастает из-за влияния поля отрицательно заряженных акцепторов и прыжков дырок по нейтральным примесям (рис. 7). В дальнейшем работы по исследованию фотопроводимости, обусловленной H^- -центрами, были начаты и другими авторами^{17, 18}.

5. H_2^+ -центры⁷. В слабелегированных ($Na^3 \ll 1$, N -концентрация доноров, a — борковский радиус электрона на доноре) и сильнокомпенсированных полупроводниках ($1 - K \ll 1$, K — степень компенсации) энергия локализованных на примесях электронов существенно зависит от мелкомасштабных, размером $R < N^{-1/3}$, флуктуаций примесного потенциала¹⁹. Особенно важны потенциальные ямы, возникающие при сближении двух заряженных доноров на расстояние, меньшее среднего: $R \ll R_m \times$
 $\times (1 - K)^{1/3} N^{-1/3}$. При $T \rightarrow 0$ большинство электронов находятся в таких ямах. В работе¹⁹ были рассмотрены лишь пары с $R \sim R_m \gg a$.

Мы предположили, что пары с $R \gg a$ могут рассматриваться как аналог молекулярного иона водорода H_2^+ с характерным расстоянием между ядрами R . Это предположение было проверено на $n\text{-InSb}$ с $Na^3 = 0,05$ и $1 - K < 0,15$. При исследовании спектров поглощения были обнаружены пики (рис. 8), энергии которых были сопо-

ставлены со спектром H_2^+ -центров. Было получено хорошее совпадение с теорией (рис. 8). В дальнейшем наличие в полупроводниках H_2^+ -центров было доказано и экспериментами с n -GaAs²⁰.

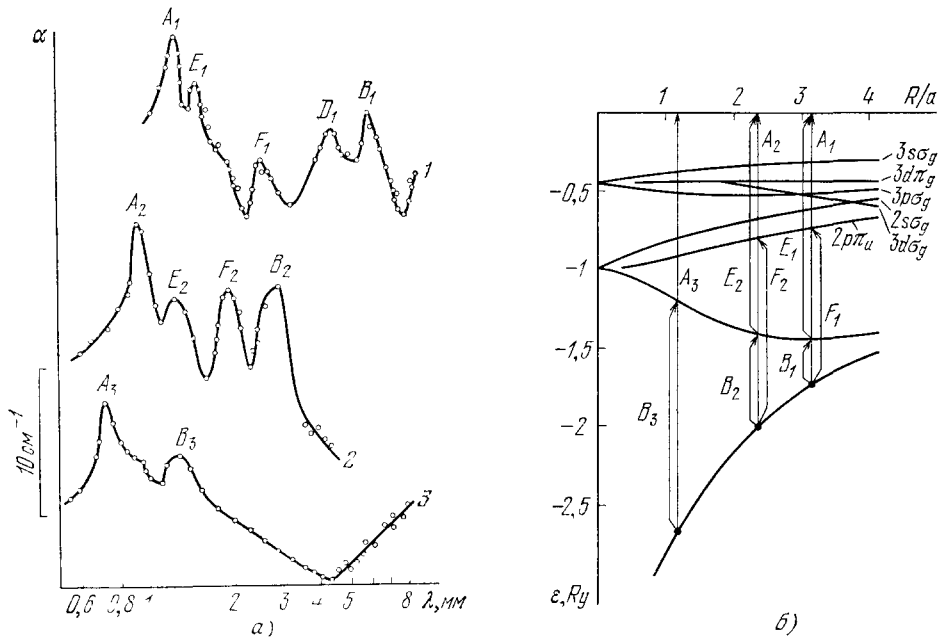


Рис. 8. Спектры поглощения в n -InSb для трех образцов с $N_D \approx 1,2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и различной компенсацией K (1—0,85, 2—0,89, 3—0,94) при $T = 4,2 \text{ }^\circ\text{K}$.

Справа приведены энергетические уровни H_2^+ в зависимости от расстояния между ядрами (в единицах боровского радиуса). Стрелками показаны переходы между уровнями H_2^+ , энергии которых близки к энергиям наблюдаемых пиков для образцов 1—3.

6. Свободные экситоны в Ge⁸. Изучение экситонов на субмиллиметровых волнах, вместо обычно применяемого для исследований оптического диапазона волн, представляет особый интерес, так как в этих условиях можно непосредственно наблюдать переходы экситонов с основного состояния в возбужденные. Анализ таких переходов, кроме изучения энергетического спектра свободных экситонов, открывает новые возможности исследования их взаимодействия между собой, со свободными носителями и проч.

Нами по фотопроводимости и поглощению выполнен ряд исследований свободных экситонов, начиная со столь малых уровней оптического возбуждения, когда концентрация свободных экситонов составляла $n_3 \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (что недоступно другими методами), до 10^{14} см^{-3} , когда происходит конденсация экситонов в электронно-дырочные капли²¹. Параллельно с нашими выполнялись близкие работы²², где изучалось только поглощение, в которых независимо получены в сходных экспериментах подтверждающие результаты.

В качестве примера на рис. 9, а представлены полученные спектры поглощения свободных экситонов; видны линии переходов экситонов с двух уровней основного состояния в различные возбужденные и полоса фотоионизации. При понижении температуры от 4,2 до 2 К интенсивность первой серии линий ($\mathcal{E} = 2,52, 2,86 \text{ мэв} \dots$) по отношению ко второй ($\mathcal{E} = 3,14, 3,42 \text{ мэв} \dots$) экспоненциально падает с энергией активации $\Delta \approx 0,4 \text{ мэв}$. В спектре фотопроводимости (рис. 9, б) наряду с линиями фотовозбуждения экситонов наблюдается длинноволновая граница фотопроводимости ($\mathcal{E} = 3,8 \text{ мэв}$). При достаточно высоких T появляется дополнительная полоса фотопроводимости, сдвинутая приблизительно на $0,4 \text{ мэв}$ в меньшие энергии. Из совокупности этих данных получен энергетический спектр непрямых экситонов в Ge. Энергия связи экситона, измеренная по длинноволновой границе нерезонансной фотопроводимости, получается равной $3,8 \text{ мэв}$; энергетическое положение второй серии линий фотовозбуждения экситонов дает энергии возбужденных состояний этой серии. Энергетический зазор Δ между уровнями основного состояния экситона по температурной зависимости интенсивности линий поглощения и спектральным измерениям дает

$\Delta \approx 0,4$ мэв. Однако из-за непараболичности экситонной зоны²³ анализ результатов затруднен — измерения температурных зависимостей проводятся при относительно высоких $T = 4,2-2$ °К, а дополнительная полоса в спектре фотопроводимости наблюдается лишь при высокой температуре ($T \sim 4$ °К), когда линии фотовозбуждения могут искажать вид нерезонансной полосы.

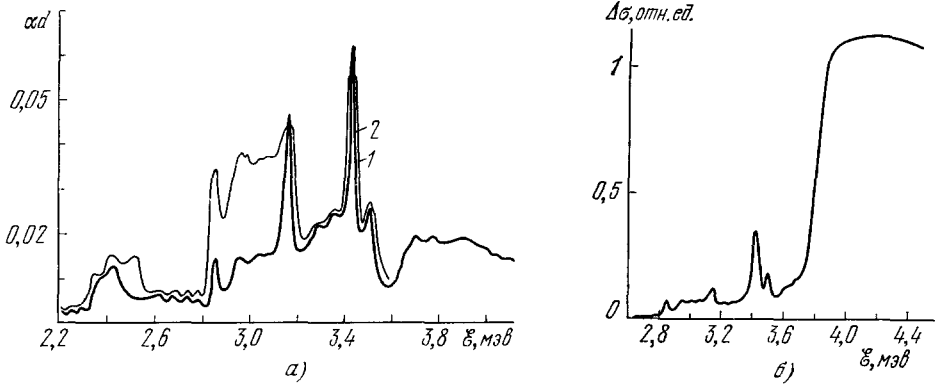


Рис. 9. Спектр поглощения свободных экситонов в Ge при их концентрации $n_0 = 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³ ($T = 4,2$ °К (1) и 2 °К (2)) (а) и фотопроводимости Ge при $n_0 = 10^{12}$ см⁻³ ($T = 2$ °К) (б).

Наряду с этими данными получены сведения о ширине экситонных линий и их зависимости от температуры, проведено наблюдение их расщепления в магнитном поле, поведения в электрическом поле.

При понижении температуры и достаточно большом уровне возбуждения, начиная с некоторой температуры, происходит резкое падение интенсивности всего спектра поглощения. Анализ показал, что эффект определяется уменьшением концентрации свободных экситонов при их взаимодействии за счет конденсации экситонов в электронно-дырочные капли.

На рис. 10 воспроизведены температурные зависимости концентрации экситонов при разных уровнях возбуждения G ; линия, проведенная через пороговые точки, отделяет на диаграмме область, где система однофазна (экситонный газ), от области сосуществования капель и пересыщенного экситонного газа. Там же приводятся полученные данные о концентрации электронно-дырочных капель. Выполненные исследования благодаря чувствительности метода позволили проследить ветвь фазовой диаграммы до наиболее низких температур и малых уровней возбуждения; в частности, показано, что при $n_0 \sim 10^{11}$ см⁻³ концентрация экситонов уже не зависит от температуры вплоть до 0,5 К. Из данных экспериментов рассчитаны работа выхода ϕ электронно-дырочной пары из конденсата в экситон, зависимости радиуса капли R от T и G ; установлено, что концентрация капель слабо зависит от уровня возбуждения и резко возрастает с понижением температуры; получен ряд других сведений.

Рис. 10. Температурная зависимость концентрации экситонов n_0 при трех уровнях возбуждения и концентрации электронно-дырочных капель N_K для наибольшего из них.

Сплошная линия — участок фазовой диаграммы для экситонов, полученный по этим данным.

рах соответствует квантующим магнитным полям H . В этих условиях нам удалось обнаружить новый специфический квантовый эффект⁹. Оказалось, что ширина линии ЦР может быть обусловлена не только процессами рассеяния, приводящими к затуханию — «диссипации» — скорости, как это бывает обычно, но и сдвигом уровней

7. Свободные носители заряда в Ge^{9,10}. Возможности субмиллиметровых исследований свободных носителей заряда проиллюстрируем двумя примерами.

а) Циклотронный резонанс (ЦР) в субмиллиметровом диапазоне при гелиевых температурах

энергии электронов из-за взаимодействия с рассеивателями. Такой сдвиг есть всегда и одинаков для всех электронов, именно поэтому он не может быть обнаружен по резонансной частоте. Однако в квантовых условиях он может зависеть от энергии движения электрона вдоль H . Тогда различные электроны будут иметь различные — «парциальные» — резонансные частоты и линия получит дополнительное уширение, которое можно назвать неоднородным уширением (НУ). Такие условия реализуются, например, при рассеянии на акустических фононах, когда средняя энергия фонона, с которым взаимодействует электрон, оказывается близкой к kT . Рис. 11 иллюстрирует влияние неоднородного уширения на температурную зависимость полуширины линии ЦР в Ge. С понижением температуры T линия сужается до некоторого предельного значения, которое должна иметь ширина линии в области НУ, а затем после определяющегося НУ плато при дальнейшем понижении T линия продолжает сужаться снова. Этот эксперимент, в частности, объяснил значительные расхождения данных в обширной литературе по квантовому ЦР.

Интересные результаты получаются и для квантового ЦР при рассеянии на пониженных примесях¹⁴.

б) В качестве другого примера приведем обнаружение предсказанного в²⁴ нового резонанса, обусловленного переходами упруго взаимодействующих с примесями электронов между уровнями Ландау различных долин¹⁰. Такой резонанс возможен в многодолинных полупроводниках в квантующем магнитном поле, когда электрон «одновременно» с поглощением фотона испытывает вследствие взаимодействия с примесями междолинный переход. Этот резонанс, который мы назвали «междолинным циклотронно-примесным» (МДЦПР) должен происходить на частотах $\omega = [l_2 + (1/2)] \omega_2 - [l_1 + (1/2)] \omega_1$, где $\omega_1, \omega_2, l_1, l_2$ — циклотронные частоты и номера уровней Ландау двух рассматриваемых долин. По природе он аналогичен циклотрон-фононному и междолинному циклотрон-фононному резонансам²⁵, но отличается от них тем, что его частота не обусловлена фононным спектром кристалла.

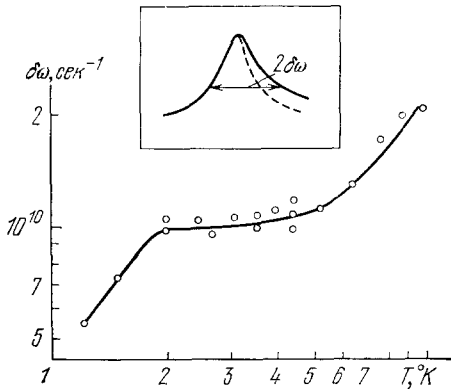


Рис. 11. Температурная зависимость ширины линии ЦР $\Delta\omega$ в области НУ (428 Гц) и вид линии ЦР при НУ.

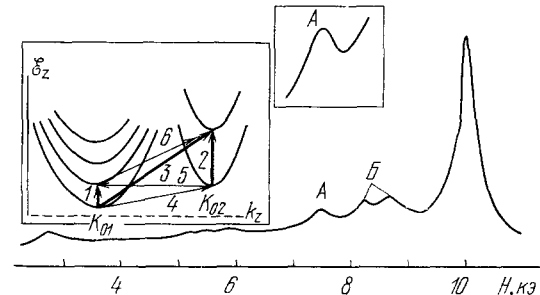


Рис. 12. Спектр фотопроводимости Ge : Sb с $N_D \approx 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

На вставке — энергетические уровни электронов в Ge при $H \parallel (111)$; наблюдаемый переход МДЦПР (пик А) — 3, Б — примесные переходы.

мости с искомым резонансом при $H_{\text{рез}} = 0,77H_{\text{цр}}$. Этот же пик воспроизведен на рис. 12 и в большем масштабе.

Правильность проведенной идентификации подтвердили исследования анизотропии эффекта, температурных зависимостей интенсивности (с понижением T интенсивность пика МДЦПР растет по отношению к линиям фототермической ионизации примесей), зависимости интенсивности от N_{Sb} (резонанс растет с увеличением N_{Sb} и не проявляется на чистых образцах с $N_{\text{Sb}} \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$).

8. Некоторые приложения^{11, 12}. а) В настоящее время одной из актуальных задач является оснащение субмиллиметрового диапазона волн чувствительными и быстродействующими детекторами излучений. На рис. 13 представлены характеристики разработанных к настоящему времени фоторезисторов из Ge (кривая 5) и $n\text{-InSb}$ (1) для этого участка спектра (чтобы не усложнять рисунок, не приведены данные по узкополосному детектору из $n\text{-GaAs}$, работающему вблизи 300 мкм). Там же показаны характеристики новых фоторезисторов, создание которых оказалось возможным благодаря описанным выше эффектам субмиллиметровой фотопроводимости.

1) Н-фоторезистор¹¹. Так как энергия связи электрона (дырки) на D⁻ (A⁺)-центре меньше, чем у нейтрального примесного атома, длинноволновая граница фотопроводимости, обязанная ионизации таких центров (нейтрализация D⁻ (A⁺)), соответственно смещается по отношению к обычной примесной фотопроводимости

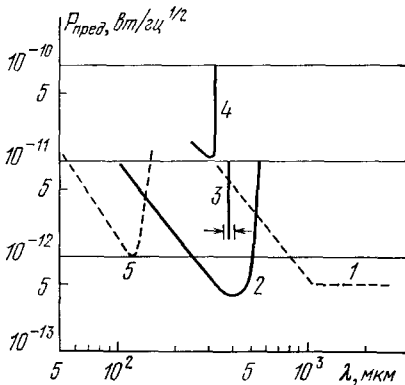


Рис. 13. Предельная чувствительность известных (пунктир) и новых (Н⁻ (2), примесного (3) и экситонного (4)) субмиллиметровых фоторезисторов.

вызывает распад экситонов на свободные электроны и дырки, то возникающая фотопроводимость может быть использована для индикации излучения. Полоса разработанного нами фоторезистора из предельно очищенного Ge ($N_D + N_A \ll$

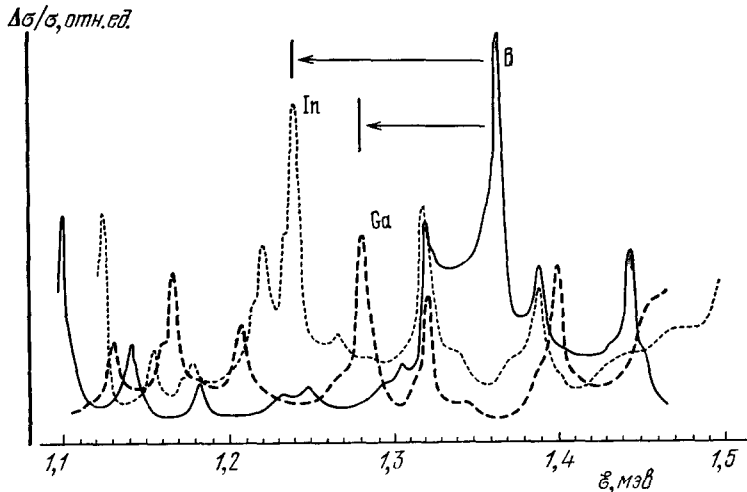


Рис. 14. Участок спектра фотопроводимости Ge, легированного В, Ga и In.

$\ll 10^{12} \text{ см}^{-3}$) должна составлять 120—300 мкм (4 на рис. 13); мало уступая по чувствительности при $n_0 \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ другим фоторезисторам, он превосходит их по быстродействию ($\tau \sim 10^{-8} \text{ сек}$).

3) Узкополосный примесный фоторезистор¹¹. Фототермическая ионизация возбужденных состояний, как и основного состояния примеси¹⁶, может быть использована для создания узкополосного приемника субмиллиметрового излучения в ряде полос фоточувствительности. Так, для доноров в Ge это длины волн $\lambda = 318, 354, 658 \text{ мкм}$ и др.; $\Delta\lambda/\lambda$ составляет $\sim 0,3\%$. Наложение магнитного поля приводит к перестройке детектора, но богатство спектра фотопроводимости делает затруднительным его использование как однополосного. Эти трудности удается преодолеть в сравнительно узком диапазоне от 350 до 400 мкм (3 на рис. 13). Полоса

в область более длинных волн. Это позволяет обеспечить с помощью основанных на этом принципе фотосопротивлений всю субмиллиметровую область спектра, используя такие хорошо разработанные полупроводниковые материалы, как легированные Ge и Si. Нами разработан фоторезистор на основе Si : В (его спектральная характеристика фоточувствительности при $N_B = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $K = 0,005$ при $T = 1,6^\circ \text{K}$ и $E = 10 \text{ в/см}$ представлена кривой 2 на рис. 13); в диапазоне волн 100—500 мкм он обладает чувствительностью, не уступающей обычным примесным фотосопротивлениям, и дополняет известные фотоприемники по спектральному интервалу. При увеличении N_B можно сместить диапазон чувствительности фоторезистора в область более коротких волн (см. рис. 7). В¹⁸ независимо предложен такой фотоприемник на основе Si : P, который пока уступает по характеристикам Si : В.

2) Экситонный фоторезистор¹¹. Так как субмиллиметровое излучение с энергией фотонов большей, чем энергия фотоионизации экситонов ($\lambda \leq 300 \text{ мкм}$),

чувствительности шириной ~ 1 мкм перестраивается в этом диапазоне изменением H от 0 до 17 кэ.

б) Другим важным применением субмиллиметровой спектроскопии является открывающиеся с ее помощью возможности химического анализа примесей в полупроводниках, в том числе — Ge предельной очистки¹². Методика здесь полностью базируется на детально разработанной в²⁶ фотоэлектрической спектроскопии, использующей отличия в энергии ионизации основного состояния примесей различной химической природы. Коротковолновая граница разработанных ЛЮВ не позволяет проводить исследования основного состояния, но и спектр возбужденных состояний несет информацию о химической природе примеси. На рис. 14 в качестве примера приведены участки спектра Ge, легированного В, Ga и In. Несмотря на то, что химический сдвиг возбужденных состояний меньше, чем у основного, высокое разрешение ЛЮВ-спектрометра полностью это окупает; высокая чувствительность компенсирует меньшую заселенность возбужденных состояний. Так, для приведенного на рис. 14 участка спектра линия перехода $G^* \rightarrow E^*$ (обозначения⁵) соответствует для Ge : В $\mathcal{E}_B = 1,365$ мэв, а для Ge : In $\mathcal{E}_{In} = 1,24$ мэв. Поэтому относительный химический сдвиг составляет $\sim 10\%$; химический сдвиг основного состояния для этого случая $\sim 15\%$, но ширина линий, соответствующих переходам между возбужденными состояниями при $N_A \lesssim 10^{14}$ (меньше 0,01 мэв) вчетверо уже линий для основного состояния, полученных лучшими инфракрасными спектрометрами. Заметим, что использовать уширение линий переходов между возбужденными состояниями при увеличении концентрации примесей для определения концентрации предпочтительнее.

9. *Заключение.* Приведенные экспериментальные результаты свидетельствуют о тех новых возможностях, которые появляются с помощью спектроскопии высокого разрешения на субмиллиметровых волнах. Очевидно, что рассмотренными вопросами затронутая проблема ни в какой мере не исчерпывается. Достаточно упомянуть в связи с этим перспективы изучения узкозонных и бесщелевых полупроводников. Следует отметить также перспективность исследований и сверхпроводников, так как для всех наиболее интересных в настоящее время материалов энергетическая щель соответствует субмиллиметровому диапазону волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. Б. Голант, А. А. Негирев и др., ПТЭ, № 4, 136 (1965); № 3, 231 (1969).
2. Н. А. Ирисова и др., ПТЭ, № 5, 192 (1967); Вестн. АН СССР, № 10, 63 (1968).
В. П. Быстров, А. А. Волков, Н. А. Ирисова, Г. В. Козлов, А. М. Прохоров, И. А. Чернышев, Изв. АН СССР, сер. физ. 41, 485 (1977).
3. А. Ф. Крупнов и др., Изв. вузов, сер. «Радиофизика» 13, 1403 (1970); Препринт НИРФИ № 40, Горький, 1973.
4. E. M. Gershenzon, in: Proc. of 12th Intern. Conference on Physics of Semiconductors, Stuttgart, 1974, p. 335.
5. E. M. Гершензон, Г. Н. Гольцман, Письма ЖЭТФ 14, 98 (1971); ФТП 6, 580 (1972).
Г. Н. Гольцман, ПТЭ, № 1, 136 (1972).
E. M. Гершензон, Г. Н. Гольцман, Н. Г. Птицина, ЖЭТФ 64, 587 (1973); ФТП 7, 1870 (1973).
E. M. Гершензон, Л. А. Орлов, Н. Г. Птицина, Письма ЖЭТФ 22, 207 (1975).
E. M. Gershenzon, G. W. Goltzman, L. A. Orlov, N. G. Ptitsina, in: Abstracts of 13th Intern. Conference on Physics of Semiconductors, Roma, 1976, 3A-C-13.
E. M. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. И. Елантьев, ЖЭТФ 72, 1062 (1977).
E. M. Гершензон, Г. Н. Гольцман, М. Л. Кагане, *ibid.*, с. 1466.
6. E. M. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. П. Мельников, Письма ЖЭТФ 14, 281 (1971).
В. Н. Александров, E. M. Гершензон, А. П. Мельников, Р. И. Рабинович, Н. А. Серебрякова, *ibid.* 22, 573 (1975).
В. Н. Александров, E. M. Гершензон, А. П. Мельников, Н. А. Серебрякова, ЖЭТФ 70, 586 (1976).
В. Н. Александров, Е. Ф. Астахова, E. M. Гершензон, А. П. Мельников, ФТП 11, 79 (1977).
7. В. В. Арендарчук, E. M. Гершензон, Л. Б. Литвак-Горская, Р. И. Рабинович, Письма ЖЭТФ 17, 237 (1973); ЖЭТФ 65, 2387 (1973).
8. E. M. Гершензон, Г. Н. Гольцман, Н. Г. Птицина, Письма ЖЭТФ 16, 228 (1972); 18, 160 (1973); ЖЭТФ 70, 224 (1976).

9. Е. М. Гершензон, Ю. А. Гурвич, С. Л. Орлова, Н. Г. Птицина, *ЖЭТФ* **67**, 627 (1974).
Ю. А. Гурвич, *ibid.* **66**, 667.
10. Е. М. Гершензон, С. Л. Орлова, Л. А. Орлов, Н. Г. Птицина, Р. И. Рабинович, *Письма ЖЭТФ* **24**, 145 (1976).
11. Е. М. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. И. Елантьев, Н. Г. Птицина, в кн. Всесоюзный симпозиум по приборам, технике и распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн, Москва, 1976, с. 42.
В. Н. Александров, Е. М. Гершензон, А. П. Мельников, Н. А. Серебрякова, *ibid.*, с. 46; *ФТП* **11**, 532 (1977).
12. Е. М. Гершензон, Г. Н. Гольцман, А. И. Елантьев, М. Л. Кагане, Л. А. Орлов, Н. Г. Птицина, цит. в¹¹ сборник, с. 218.
13. Е. М. Гершензон, А. А. Негирев, Б. Н. Туманов, *Радиотехн. и электрон.* **15**, 2407 (1970); *Бюлл. открытий...*, № 26, 47 (1970); *ПТЭ*, № 2, 115 (1972); № 3, 148 (1975).
14. Е. М. Гершензон, Ю. А. Гурвич, С. Л. Орлова, Н. Г. Птицина, *ФТТ* **11**, 3374 (1969); *ФТП* **10**, 2326 (1976).
15. Е. М. Кулешов и др., *Бюлл. открытий...*, № 8, 235 (1972).
16. Т. М. Лифшиц, Ф. Я. Надь, *ДАН СССР* **162**, 801 (1965).
Ш. М. Коган, Б. И. Седунов, *ФТТ* **8**, 2382 (1966).
17. M. Taniguchi, M. Hizano, S. Narita, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1095 (1975).
18. P. Norton, *J. Appl. Phys.* **47**, 308 (1976).
19. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *ЖЭТФ* **60**, 867 (1971); *ФТП* **6**, 1197 (1972).
20. R. A. Stradling et al., *J. Phys.* **C8**, 530 (1975).
Л. В. Берман, *ФТП* **10**, 597 (1976).
21. Л. В. Келдыш, в кн. *Экситоны в полупроводниках*, вып. 5, «Наука», 1971.
22. V. N. Murzin, V. A. Sa'yats, V. L. Kononenko, in *Proc. of 11th Intern. Conference on Physics of Semiconductors, Warszawa, 1972*, p. 678.
В. С. Вавилов, И. В. Гузеев, В. А. Заяц, В. Л. Кононенко, Т. С. Мандельштам, В. Н. Мурзин, *Письма ЖЭТФ* **17**, 480 (1973); *ФТП* **8**, 9 (1974).
23. A. Frova, G. A. Thomas, R. E. Miller, E. O. Kane, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1572 (1975).
24. Р. И. Рабинович, *ФТП* **8**, 91 (1974).
25. Ф. Г. Басс, И. Б. Левинсон, *ЖЭТФ* **49**, 914 (1965).
R. Bakanas, G. Levinson, F. Bass, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1572 (1975).
26. Т. М. Лифшиц, Н. П. Лихтман, В. И. Сидоров, Т. Е. Сушков, *Зав. лаб.* **8**, 916 (1971).
27. R. A. Faulkner, *Phys. Rev.* **184**, 713 (1976).
28. P. E. Simmonds, J. M. Chamberlain, R. A. Hault, R. A. Stradling, C. C. Bradley, *J. Phys.* **C7**, 4164 (1974).
E. R. Smith, R. J. W. Henry, G. L. Surmelian, R. F. O'Connell, A. K. Rajagopal, *Phys. Rev.* **6D**, 3700 (1972).