

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

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

(23 апреля 1975 г.)

23 апреля состоялась выездная научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР в Институте спектроскопии АН СССР (Красная Пахра, Академгородок). На сессии были заслушаны доклады:

1. Я. Б. Зельдович, Н. Л. Манаков, Л. П. Рапопорт. Квазиэнергия системы, подвергающейся периодическому внешнему воздействию.

2. С. Л. Мандельштам, Э. Я. Кононов. Спектроскопия высокоионизованных атомов.

3. Р. В. Амбарцумян, В. С. Летохов. Бесстолкновительная диссоциация многоатомных молекул в сильном инфракрасном поле лазера и ее применение для разделения изотопов.

4. В. М. Агранович, Ю. Е. Лозовик, А. Г. Мальшук. Электронные перестройки на границе диэлектрик — металл и проблема поисков высокотемпературной сверхпроводимости.

5. Г. Н. Жижин, О. И. Капуста, М. А. Москалева, В. Г. Назин, В. А. Яковлев. Спектроскопия поверхностных волн и свойства поверхности.

6. Е. Н. Антонов, В. Г. Колошников, В. Р. Мироненко. Внутррезонаторная абсорбционная спектроскопия с непрерывно действующим лазером на красителях.

Ниже публикуется краткое содержание прочитанных докладов.

530.145.61(048)

**Я. Б. Зельдович, Н. Л. Манаков, Л. П. Рапопорт.** Квазиэнергия системы, подвергающейся периодическому внешнему воздействию. В первой части доклада изложены общие свойства решений уравнения Шрёдингера с гамильтонианом, периодически зависящим от времени. Проведена аналогия между квазиэнергетическими состояниями (КЭС) системы в периодическом поле и стационарными состояниями в потенциале, не зависящем от времени. Рассмотрены вопросы о излучении и поглощении при переходах системы между различными КЭС<sup>1</sup>.

Во второй части доклада обсуждаются вопросы о нахождении точного спектра квазиэнергии  $\epsilon$  и соответствующих волновых функций КЭС  $\psi_\epsilon(\mathbf{r}, t)$  в конкретных случаях. Так как задача при этом связана с необходимостью точного решения нестационарного уравнения Шрёдингера, то в настоящее время состояния с определенной квазиэнергией известны лишь для простейших квантовых систем: свободный электрон в поле и гармонический осциллятор с переменными параметрами<sup>2</sup>. В более сложных случаях в той или иной форме используется теория возмущений по взаимодействию системы с полем.

При взаимодействии системы с полем сильной электромагнитной волны с круговой поляризацией можно получить явное выражение для оператора квазиэнергии и вычислить  $\epsilon$  и  $\psi_\epsilon$  без использования теории возмущений. Это связано с тем, что оператор взаимодействия с полем (в дипольном приближении)

$$V(\mathbf{r}, t) = eFr \sin \theta \cdot \cos(\varphi - \omega t)$$

обладает очевидной симметрией по переменным  $\varphi$  и  $\omega t$  и уравнение Шрёдингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = [\mathcal{H}_0(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r}, t)] \psi(\mathbf{r}, t) \quad (1)$$

при переходе в систему координат, вращающуюся с частотой поля, имеет стационарный гамильтониан\*):

$$Q(\mathbf{r}) = \mathcal{H}_0(\mathbf{r}) - \omega L_z + eFx.$$

Оператор  $Q$  является оператором квазиэнергии, поскольку решениям уравнения на собственные значения

$$Q(\mathbf{r}) \varphi_E(\mathbf{r}) = E \varphi_E(\mathbf{r}) \quad (2)$$

соответствуют функции  $\psi_E(\mathbf{r}, t) = e^{-iEt/\hbar} e^{-i(\omega t/\hbar) \hat{L}_z} \varphi_E(\mathbf{r})$ , являющиеся решениями (1) с квазиэнергией  $E$ .

Простейшим примером применения является ротор с постоянным дипольным моментом  $\mathbf{p}_0$ , вращающийся в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волны. Уравнение (2) сводится при этом к уравнению типа Матье и  $\varphi_E$  может быть представлена в виде комбинации функций Матье. Интересным здесь является то, что спектр квазиэнергий, который в отсутствие поля совпадает с вращательным спектром ротатора, зависит от  $F$  и в пределе сильных полей (когда взаимодействие с полем значительно больше вращательной постоянной ротатора) становится эквидистантным, т. е. имеет осцилляторную структуру. Это соответствует тому, что сильное поле «раскручивает» ротор и во вращающейся системе дипольный момент  $\mathbf{p}_0$  может совершать малые колебания относительно вектора поля  $F$ . Этот пример показывает, что спектр квазиэнергий определяется полем и может не иметь ничего общего со спектром невозмущенной задачи.

В рассмотренном выше случае система в отсутствие поля имела только дискретный спектр и при этом спектр квазиэнергий остался дискретным. Если  $\mathcal{H}_0(\mathbf{r})$  имеет наряду с дискретным спектром непрерывную компоненту (например, атом или ион), то из вида  $Q(\mathbf{r})$  следует, что спектр квазиэнергии непрерывен и заполняет всю действительную ось. В этом случае возможен распад системы (ионизация), и поэтому представляет интерес задача о расчете параметров квазистационарных состояний, возникающих из невозмущенного спектра  $E_n$  при включении поля.

В строгой постановке решение заключается в вычислении коэффициентов  $C_E$  разложения невозмущенного состояния  $\psi_0(\mathbf{r})$  по полной системе функций  $\varphi_E(\mathbf{r})$ . Однако задача существенно упрощается, если уравнение (2) для системы с непрерывным спектром квазиэнергий рассматривать как уравнение на квазистационарные состояния, т. е. считать параметр  $E$  комплексным и искать решения  $\varphi_E(\mathbf{r})$ , имеющие асимптотику типа расходящейся волны.

В качестве примера расчета параметров квазистационарного состояния рассмотрена задача о распаде уровня, связанного короткодействующими силами, что соответствует, в частности, ионизации отрицательного иона. В приближении потенциала нулевого радиуса уравнение (2) принимает вид

$$\left( \frac{p^2}{2m} - \omega L_z + eFx - E \right) \varphi_E(\mathbf{r}) = \frac{\hbar^2}{2m} \delta(\mathbf{r}).$$

Решение  $\varphi_E(\mathbf{r})$ , удовлетворяющее условию излучения при  $r \rightarrow \infty$ , совпадает с фурье-образом запаздывающей функции Грина свободной частицы в постоянном электрическом поле во вращающейся системе координат. Используя граничное условие, определяющее поведение  $\varphi_E(\mathbf{r})$  при  $r \rightarrow \infty$  (в области действия потенциала), можно получить уравнение, связывающее параметр  $E$  с потенциалом ионизации уровня в отсутствие поля  $I$  и характеристиками поля  $F$  и  $\omega$ :

$$\sqrt{\varepsilon} = 1 - \frac{1}{\sqrt{4\pi i}} \int_0^\infty \frac{e^{-iet}}{i^{3/2}} \left[ 1 - \exp\left( i \frac{\gamma^2 \sin^2 \delta t}{\delta^2 t} \right) \right] dt, \quad (3)$$

где  $\varepsilon = \gamma^2 - (E/I)$ ,  $\gamma^2 = e^2 F^2 / 2m\omega^2 I$ ,  $1/2\delta = I/\hbar\omega$ . Существенным здесь является тот факт, что как сдвиг, так и ширина уровня определяются единообразно как действительная и мнимая части корня трансцендентного уравнения. Для значений  $\gamma \gg 1$  и  $\gamma \ll 1$  из уравнения (3) получается аналитическое выражение для вероятности как туннельной, так и многофотонной ионизации.

Подробный анализ решений уравнения (3) при различных значениях параметров  $\gamma$  и  $\delta$  содержится в работе<sup>3</sup>.

\* ) При этом предполагается, что  $\mathcal{H}_0$  коммутирует с  $\hat{L}_z$ .

Проводится сравнение найденных вероятностей ионизации с приближенными расчетами, сделанными ранее и относящимися в большей своей части к плоскополяризованным волнам. Отличие результатов связано отчасти с тем, что в циркулярно поляризованной волне система, получая энергию  $n\hbar\omega$ , приобретает и момент, равный  $n\hbar$ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, УФН 110, 139 (1973).  
 2. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, М., «Наука», 1971.  
 3. Н. Л. Манакон, Л. П. Рапопорт, ЖЭТФ 69, 842 (1975).

535.334(048)

**С. Л. Манделштам, Э. Я. Кононов.** Спектроскопия высокоионизованных атомов. Одно из наиболее актуальных направлений современной атомной спектроскопии — спектроскопия высокоионизованных атомов — атомов, лишенных значительной части электронной оболочки. Это направление, вызванное к жизни в основном современной астрофизикой, очень важно и для физики горячей плазмы, но, как оказалось, представляет и чисто спектроскопический интерес.

Классическая — оптическая астрофизика, использовавшая для наблюдений «оптическое окно» в земной атмосфере 10 000—3000 Å, довольствовалась спектрами нейтральных, однократно ионизованных и лишь в редких случаях двукратно ионизованных атомов, линии которых, несущие основную информацию, попадают в эту область спектра.

Сразу же после того, как стало возможным выносить аппаратуру за пределы земной атмосферы с помощью ракетно-космической техники, началось изучение коротковолновых участков спектров небесных тел, в первую очередь Солнца, остававшихся ранее недоступными из-за поглощения земной атмосферой.

Уже в первых экспериментах было установлено, что спектр короны спокойного Солнца простирается вплоть до нескольких ангстрем и состоит из непрерывного фона и линейчатого спектра, в котором представлены линии водородо- и гелиоподобных ионов С, N, O и других высокоионизованных атомов, соответствующих температурам  $(2-4) \cdot 10^6$  К.

В спектрах рентгеновских вспышек на Солнце были обнаружены линии водородо- и гелиоподобных ионов Fe, соответствующие  $T_e \approx 4 \cdot 10^7$  К<sup>1</sup>.

При проведении этих исследований у нас, в США и Англии выяснилось, что около 30% линий в коротковолновом спектре Солнца (включая и ультрафиолетовую область) не удается идентифицировать из-за недостаточности лабораторных данных о спектрах высокоионизованных атомов.

Приведенные примеры показывают, насколько важную роль играют спектры высокоионизованных атомов в современной астрофизике. Разумеется, дело не исчерпывается Солнцем. Начинает развиваться рентгеновская галактическая и внегалактическая астрономия. В последние годы наблюдается около сотни дискретных рентгеновских источников галактического и внегалактического происхождения с температурой  $10^7-10^8$  К. Их излучение очень слабо, и спектры пока не получены, однако, по-видимому, в недалеком будущем это удастся сделать. Таким образом, открывается эра «горячей» и «сверхгорячей» астрофизики, и спектроскопистам надо быть к ней готовыми. Аналогичные требования к спектроскопии предъявляются и физикой «горячей» и «сверхгорячей» лабораторной плазмы.

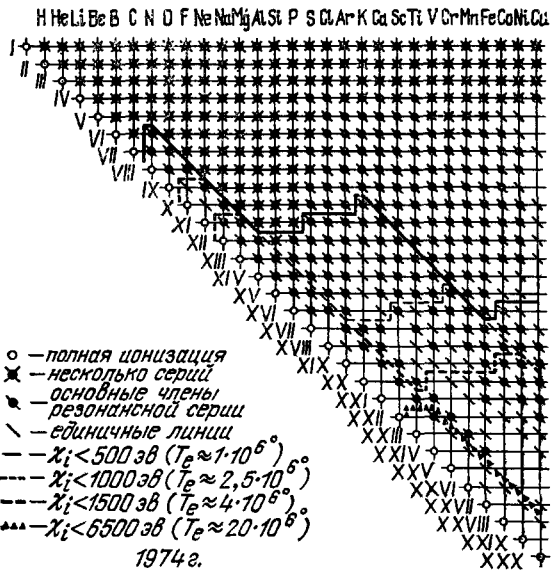


Рис. 1. Изученность спектров ионов элементов, имеющих астрофизическое значение. Вертикальные линии — элементы, горизонтальные — кратности ионизации.

Каковы наши знания спектров высокоионизованных атомов на сегодняшний день? Изученность более тяжелых элементов гораздо меньше изученности спектров элементов, представляющих астрофизический интерес. Для очень тяжелых элементов, как правило, известны, очень неполно, лишь спектры ионов II—IV. Значения электронной температуры, необходимой для наблюдения линий излучения ионов, ионизационные потенциалы которых лежат в пределах  $\leq 500$ ,  $\leq 1000$  и  $\leq 6500$  эв, соответственно  $T_e \approx 1 \cdot 10^6$ ,  $\approx 2,5 \cdot 10^6$  и  $\approx 20 \cdot 10^6$  °К (рис. 1).

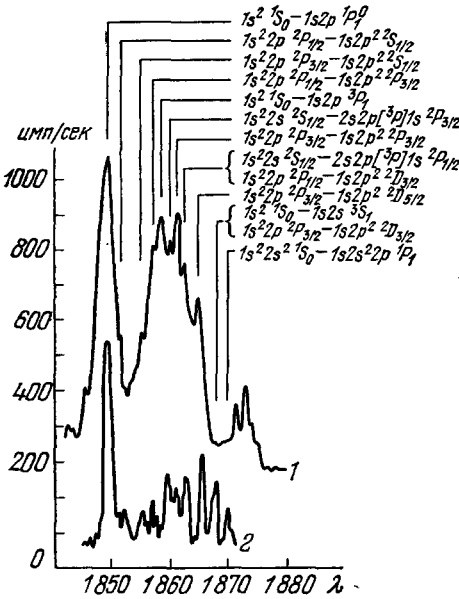


Рис. 2. Спектры железа в области резонансной линии FeXXV.  
1 — денситограмма лабораторного спектра.  
2 — рентгеновская вспышка на Солнце (16.11.1970 г., 01h<sub>01</sub> UT, «Интеркосмос-4»).  
Масштаб ординат относится к кривой (λ — в ед. 10<sup>-3</sup> Å).

Таким образом, для изучения спектров высокоионизованных атомов нужны источники возбуждения спектра с  $T_e \approx 10^6$ — $10^7$  °К. Мы используем главным образом источники двух типов: вакуумную искру и лазерную искру.

Вакуумная искра является «классическим» источником возбуждения в спектроскопии высокоионизованных атомов. Мы используем вакуумную искру с очень малой общей индуктивностью цепи<sup>2</sup>. Электронная температура искры, по-видимому, достигает 20—40 млн. градусов, и концентрация электронов  $10^{18}$ — $10^{20}$  см<sup>-3</sup>. С помощью этой искры нам удалось получить в лабораторных условиях спектр, воспроизводящий спектр солнечной вспышки в области резонансных линий Fe XXV (рис. 2) и Fe XXIV (рис. 3).

Одним из наиболее удачных источников возбуждения спектра для наших целей следует считать лазерную искру, образующуюся на мишени в вакууме. Мы в совместных работах с ФИАН используем лазерные установки с энергией излучения от 10 до 100 дж и длительностью светового импульса от 15 до 1—2 нсек на полувысоте<sup>3</sup>.

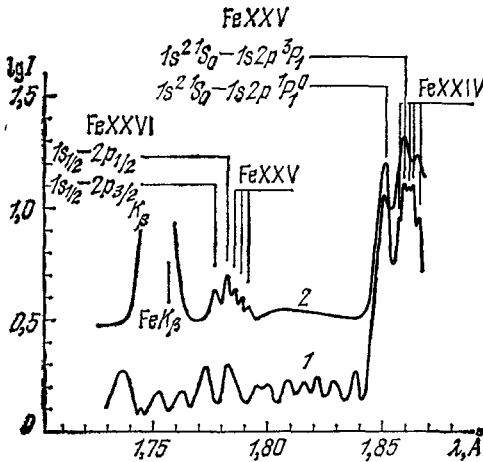


Рис. 3. Спектральная область 1,73—1,87 Å.  
1 — солнечная вспышка (условия, как на рис. 2);  
2 — лабораторный спектр железа (малоиндуктивный вакуумный разряд).

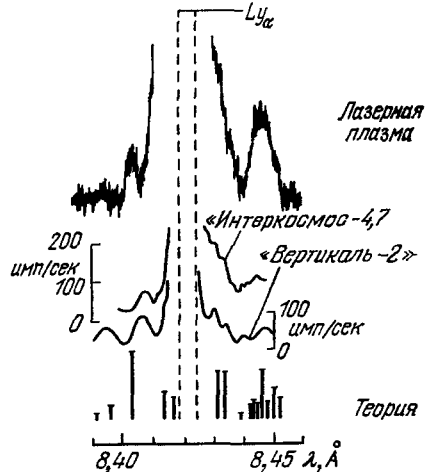


Рис. 4. Сравнение спектров солнечных вспышек со спектром лазерной плазмы и теорией в области резонансной линии Mg XII.

В качестве одного из примеров на рис. 4 изображены солнечный и лабораторный спектры в области резонансной линии водородоподобного магния Mg XII. Температура ядра лазерной искры сейчас доведена примерно до  $10^7$  °К. Наблюдение спектров

высокоионизованных атомов требует специальных приборов. Прежде всего необычайно расширилась область спектра. Мы теперь ведем наблюдения вплоть до 1 Å: подчеркнем, что это оптические спектры, обусловленные внешними электронами, а не традиционные, так называемые характеристические рентгеновские спектры, соответствующие внутренним электронам.

Далее, приборы должны обладать большой дисперсией. Если желать сохранить относительную ошибку определения энергии термов  $\Delta\nu/\nu$  на достаточно низком уровне, нужно, в силу соотношения  $\Delta\nu/\nu = \Delta\lambda/\lambda$ , по мере уменьшения  $\lambda$  измерять  $\Delta\lambda$  с все большей точностью.

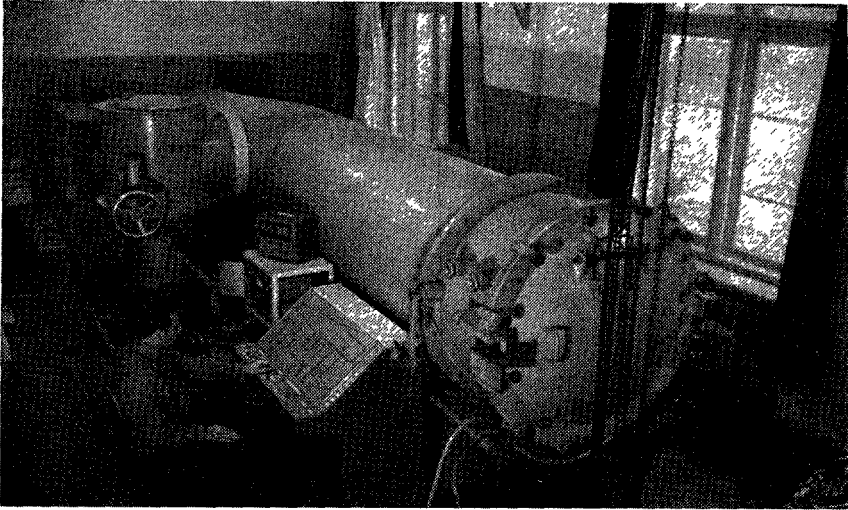


Рис. 5. Вакуумный УФ спектрограф высокого разрешения, построенный в ИСАН СССР.

На рис. 5 изображен уникальный вакуумный спектрограф для области 400—2500 Å с фокусом около 7 м, который построен в Институте спектроскопии АН СССР (ИСАН).

Остановимся на некоторых спектроскопических особенностях спектров высокоионизованных атомов. На рис. 2 представлена область обычных линий гелиоподобного спектра железа: видна резонансная  $1S_0 - 1P_1$  и интеркомбинационная  $1S_0 - 3P_1$ . На Солнце наблюдается также линия  $1S_0 - 3P_2$  (в лабораторном спектре она не видна). Это магнитодипольная линия; такой подход, по-видимому, наблюдается впервые. Наряду с этими линиями видно большое число линий, получивших название спутельных линий. Они видны и вблизи резонансных линий водородоподобных ионов. Эти линии появляются из-за наличия в предыдущем ионе двух возбужденных электронов. Спутельные в спектре гелиоподобных ионов обусловлены переходами с уровней  $1s2s2p$ ,  $1s2p^2$ ,  $1s2l3l'$  в литиеподобных ионах, спутельные в спектрах водородоподобных ионов — переходами с уровней  $2s2p$ ,  $2p^2$ ,  $2p3d$  и т. д. в гелиоподобных ионах. Таким образом, переход, соответствующий спутельным линиям, например,  $2s2p \rightarrow 1s2s$ , в гелиоподобном ионе есть как бы переход  $2p \rightarrow 1s$  в водородоподобном ионе в присутствии дополнительного возбужденного электрона  $2s$  и т. д. Почему эти спутельные линии не наблюдаются в спектрах нейтральных атомов и первых ионов? Верхние уровни спутельных линий лежат выше границы ионизации соответствующих ионов и являются автоионизационными. При этом вероятность автоионизационных, безызлучательных распадов очень велика и слабо зависит от заряда ядра  $Z$ :  $\Gamma_a = \Gamma_0 + (a/Z) \dots$ . Вероятность радиационных переходов, дающих спутельные линии, очень мала, однако быстро увеличивается с ростом  $Z$ :  $A_p = A_0 Z^4 [1 + (b/Z) + \dots]$  и при  $Z \approx 10$   $A_p \approx \Gamma_a$ . Таким образом, с увеличением  $Z$  вероятность радиационных распадов уровней быстро превосходит вероятность автоионизационных, безызлучательных распадов.

Важной особенностью ряда спутельных линий является механизм заселения их верхних уровней. Основную роль здесь играет диэлектронная рекомбинация — захват электрона с одновременным возбуждением второго электрона, например  $1s^2 + e \rightarrow 1s2pnl \rightarrow 1s^22p + h\nu$ . Этот механизм, предсказанный теоретически для солнечной короны, играет большую роль и в лабораторной плазме. Диэлектронный

рекомбинацией объясняется, например, возбуждение самой интенсивной спутной линии Fe XXIV  $\lambda = 1,866 \text{ \AA}$ .

Возможность наблюдать спутные линии одновременно с резонансными объясняется следующим: плазма высокоионизованных атомов при  $Z \geq 10$  даже при очень больших  $N_e$  ( $\leq 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ) описывается так называемой корональной моделью — возбуждение резонансного уровня определяется электронным ударом, а распад не обратным ему процессом — ударом второго рода с электронами, а радиационным распадом ( $\langle \sigma v \rangle \sim 1/Z^3$ ,  $A \approx Z^4$ , т. е. при больших  $Z$  ( $\langle \sigma v \rangle N_e \ll A$ ). Поэтому населенность резонансного уровня значительно меньше бальмановской. Населенность же автоионизационных уровней определяется скоростью автоионизации и обратным ей процессом — захватом электрона и поэтому является бальмановской. Таким образом, в корональной модели плазмы относительная интенсивность  $J_{\text{спут}}/J_{\text{рез}}$  значительно больше, чем в случае термической модели. Интенсивность некоторых спутных линий как в спектре Солнца, так и в спектре лабораторной плазмы становится сравнимой с интенсивностью резонансных линий. Число же спутных линий чрезвычайно велико: так, например, в области гелиоподобной линии железа на участке от примерно 1,85 до 1,95  $\text{\AA}$ , т. е. при  $\Delta\lambda \approx 0,1 \text{ \AA}$ , по расчетам находится около 500 спутных линий. Конечно, разрешить их из-за доплеровского уширения мы не можем. По существу, это новый вид спектра — квазинепрерывный спектр. Аналогичные спутники наблюдаются в спектре Mg XII (см. рис. 4) и других спектрах.

В заключение несколько слов о теоретических расчетах спектров высокоионизованных атомов.

При анализе спектров высокоионизованных атомов помощь теории особенно необходима: без надежного метода расчета длин волн линий невозможно правильное отождествление линий. В Институте спектроскопии АН СССР широко развивается это направление. Особенность этих расчетов заключается в том, что используется разложение энергии в ряд по степеням  $Z^{-4}$ :

$$E = -E_0 Z^2 + E_1 Z^1 + E_2 Z^0 + E_3 \frac{1}{Z} + \dots$$

При расчете членов этого ряда используется фейнмановская диаграммная техника. Для  $Z \leq 30$  релятивистская энергия электронов является малой поправкой к полной энергии и может рассматриваться как возмущение. Для ионов с  $Z > 30$ , по-видимому, более целесообразно в качестве базисных функций использовать дираковские функции.

Точность расчета по теории возмущений с разложением по степеням  $Z$  можно повысить, если использовать экстраполяцию экспериментальных данных более низких членов изоэлектронного ряда. Точность вычисленных таким образом значений составляет  $\approx 0,1\%$ ; использование большого количества экспериментальных данных или экстраполяция на меньшее число членов вперед позволяет снизить ошибку до  $0,01\%$  <sup>5</sup>.

Очень хорошие результаты получены в последнее время и при теоретическом расчете интенсивностей линий.

В заключение укажем, что наибольшая достигнутая «обдирка» по  $Z$  составляет сейчас  $W^{35+}$  ( $Z = 74$ ) (ФИАН) <sup>6</sup>, по энергии ионизации —  $\text{Fe}^{25+}$  ( $\chi_i = 9 \text{ кэВ}$ ) (ИСАН).

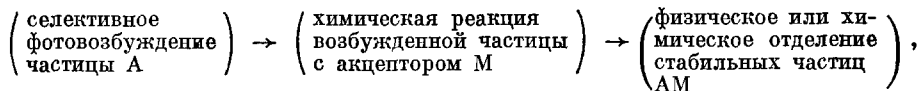
#### ЛИТЕРАТУРА

1. Yu. I. Grineva, V. I. Karev, V. V. Korneyev, V. V. Krutov, S. L. Mandel'shtam, U. I. Safronova, A. M. Urnov, L. A. Vainshtein, B. N. Vasil'yev, I. A. Zhitnik, Space Res. 14, 453 (1974).
2. Э. Я. Гольц, И. А. Житник, Э. Я. Кононов, С. Л. Мандельштам, Ю. В. Сидельников, ДАН СССР, сер. «Математика, физика» 220, 560 (1975).
3. Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, С. М. Захаров, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов, Квант. электрон. 1, 908 (1974).
4. U. I. Safronova, J. Quantit. Spectrosc. and Radiat. Transfer 15, 231 (1975).
5. Э. Я. Кононов, К. Н. Кошелев, Л. И. Подобедова, Опт. и спектр. 37, 3 (1974).
6. Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, О. Н. Крохин, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов, Квант. электрон. 1, 2067 (1974).

539.196.6(048)

**Р. В. Амбарцумян, В. С. Летохов.** Бесстолкновительная диссоциация многоатомных молекул в сильном инфракрасном поле лазера и ее применение для разделения изотопов. Рассматриваемый в докладе эффект относится к еще одному методу изотопически-селективного воздействия на молекулы. Все способы селективного воздействия на атомы и молекулы, предназначенные для разделения изотопов, можно разбить на

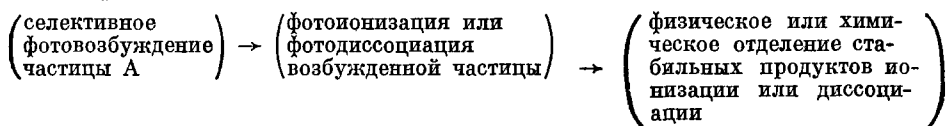
фотофизические и фотохимические. Фотохимические методы основаны на последовательности процессов:



в которой для получения высокой селективности необходима не только селективность возбуждения, но и сильное различие скоростей химической реакции возбужденных и невозбужденных частиц. Такой процесс разделения изотопов не управляется полностью излучением, а существенно зависит от соотношения между скоростями различных процессов (реакция, девозбуждение, передача возбуждения) в элементарном акте столкновения. Предложения и эксперименты по разделению изотопов методами селективной фотохимии известны почти с момента открытия изотопов (ссылки на долазерные работы даны в <sup>1,2</sup>). Создание лазера дало в руки экспериментаторов весьма удобный источник монохроматического излучения для фотохимического разделения изотопов с возбуждением не только электронных состояний <sup>3</sup>, но и колебательных состояний молекул <sup>4</sup>.

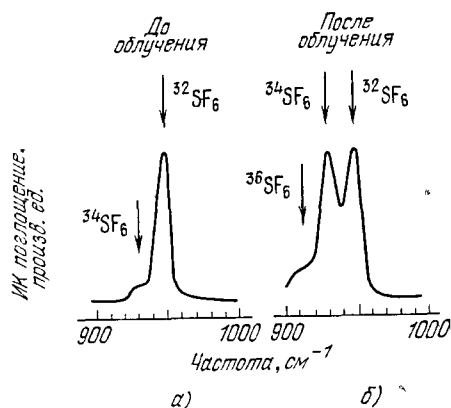
В Институте спектроскопии АН СССР развивается существенно иная концепция оптического разделения изотопов, основанная на ряде предложенных и успешно осуществленных методов селективного фотофизического воздействия лазерным излучением на атомы и молекулы: селективная двухступенчатая ионизация атомов (первые эксперименты с Rb <sup>5,6</sup>), селективная двухступенчатая диссоциация молекул (первые эксперименты с HCl<sup>6</sup>, NH<sub>3</sub> <sup>7</sup> и разделение изотопов <sup>14</sup>N и <sup>15</sup>N <sup>8</sup>), селективная фотопродиссоциация молекул (предложение схемы с H<sub>2</sub>CO <sup>9</sup>, эксперименты с орто/парайодом <sup>10</sup> и разделение изотопов H и D <sup>11</sup>) и бесстолкновительная селективная диссоциация молекул в сильном ИК поле (открытие эффекта в <sup>1</sup>/<sub>4</sub>NH<sub>3</sub>, C<sub>2</sub>F<sub>3</sub>Cl <sup>12</sup>, исследования для VCl<sub>3</sub> <sup>13</sup>, разделение изотопов бора <sup>14</sup>, серы <sup>15</sup>), которая является темой доклада.

Фотофизические методы основаны на последовательности процессов:



в которой высокая селективность достигается за счет селективной фотоионизации или фотодиссоциации атомов или молекул под действием только лазерного излучения без необходимости столкновений возбужденной частицы с акцептором. Это позволяет полностью управлять световым полем всем процессом разделения изотопов. Именно эта особенность фотофизических методов обеспечивает их потенциально исключительно высокую селективность (значительно превышающую селективность фотохимических процессов) и возможное применение не только для разделения изотопов, но и разделения химических элементов (для получения особо чистых веществ), быстрого разделения возбужденных и невозбужденных ядер <sup>16</sup> и т. д.

В докладе представлены экспериментальные результаты по лазерному разделению изотопов серы и бора излучением мощного (10<sup>8</sup>—10<sup>9</sup> вт/см<sup>2</sup>) CO<sub>2</sub>-лазера. В поле такого лазера, как показано в работе <sup>14</sup>, благодаря многофотонному поглощению возможна селективная бесстолкновительная диссоциация молекул того изотопического состава, которые резонансно поглощают ИК излучение. После изотопически-селективной диссоциации молекул образованные радикалы химически связываются, образуя новые химические соединения. Так, при селективной диссоциации молекулы <sup>10</sup>BCl<sub>3</sub> или <sup>11</sup>BCl<sub>3</sub> продукты диссоциации связывались кислородом. В результате в кювете образовывался В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>, который выпадал в виде твердого осадка. Измерения показали, что обогащение в опытах с VCl<sub>3</sub> составляет величину K ≈ 7, где коэффициент обогащения при однократном заполнении облучаемой кюветы (коэффициент разделения



Инфракрасный спектр полосы ν<sub>3</sub> SF<sub>6</sub>: а) естественная смесь до облучения; б) обогащенная смесь после облучения импульсами на линии Р (16) CO<sub>2</sub> лазера.

в одном каскаде) определяется как

$$k \left( \frac{^{10}\text{B}}{^{11}\text{B}} \right) = \frac{[^{10}\text{BCl}_3]^*}{[^{11}\text{BCl}_3]^*} \cdot \frac{[^{10}\text{BCl}_3]^0}{[^{11}\text{BCl}_3]^0} \approx 7,$$

где индексы «\*» и «0» означают концентрации  $\text{BCl}_3$  в газе после и до облучения.

В случае разделения изотопов серы производилась изотопически-селективная диссоциация молекул  $\text{SF}_6$ . Показано, что максимальный достигнутый коэффициент обогащения составляет  $K \approx 2800$ , что сравнимо или превышает коэффициент обогащения, получаемый в электромагнитных методах обогащения.

На рисунке показан ИК спектр поглощения природного соединения  $\text{SF}_6$  ( $^{32}\text{S} \approx 95,5\%$ ,  $^{33}\text{S} = 0,75\%$ ,  $^{34}\text{S} = 4,2\%$ ,  $^{36}\text{S} = 0,048\%$ ) и спектр после облучения при сравнительно небольшом коэффициенте обогащения  $K \approx 20$ , когда концентрации  $^{32}\text{SF}_6$  и  $^{34}\text{SF}_6$  выравниваются.

Были также исследованы зависимости коэффициента обогащения от начального давления  $\text{SF}_6$  в кювете и мощности падающего излучения. Показано, что коэффициент обогащения монотонно падает в области от 0,2 — до  $\sim 1$  тор начального давления  $\text{SF}_6$ . Показано, что коэффициент обогащения почти экспоненциально зависит от мощности ИК излучения в кювете. Приведены оценки производительности метода. Так,  $10^{-4}$  г  $\text{SF}_6$  обогащались с  $K = 20$  примерно за 100 импульсов (в течение 1 мин). Были также приведены результаты исследования возбуждения колебательных уровней молекулы  $\text{SF}_6$ , показывающие исключительно быстрый набор колебательной энергии молекулами (3—5 эв) при относительно невысоких уровнях мощности (10—15  $\text{Мвт/см}^2$ ).

Метод разделения изотопов, основанный на использовании процесса бесстолкновительной диссоциации, чрезвычайно прост и эффективен, если учесть доступность излучения  $\text{CO}_2$  лазера.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. V. S. Letokhov, Science 180, 451 (1973).
2. В. С. Летохов, УФН 113, 714 (1974).
3. W. B. Tiffany, H. W. Moos, A. L. Schawlow, Science 157, 40 (1967).
4. S. W. Mayer, M. A. Kwok, R. W. F. Gross, D. J. Spencer, Appl. Phys. Lett. 17, 516 (1970).
5. Р. В. Амбарцумян, В. П. Калинин, В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 13, 305 (1971).
6. R. V. Ambartzumian, V. S. Letokhov, IEEE J. Quantum Electron QE-7, 305 (1971); Appl. Optics 11, 354 (1972).
7. Р. В. Амбарцумян, В. С. Летохов, Г. Н. Макаров, А. А. Пурецкий, Письма ЖЭТФ 15, 709 (1972).
8. Р. В. Амбарцумян, В. С. Летохов, Г. Н. Макаров, А. А. Пурецкий, *ibid.* 17, 91 (1973).
9. V. S. Letokhov, Chem. Phys. Lett. 15, 221 (1972).
10. С. А. Бажутин, В. С. Летохов, А. А. Макаров, В. А. Семчишен, Письма ЖЭТФ 18, 515 (1973).
11. E. S. Yeung, C. V. Moore, Appl. Phys. Lett. 21, 109 (1972). Р. В. Амбарцумян, В. М. Апатин, В. С. Летохов, В. И. Мишин, Квант. электрон. 2, 337 (1975).
12. В. С. Летохов, Е. А. Рябов, О. А. Туманов, ЖЭТФ 63, 2025 (1972).
13. R. V. Ambartzumian, N. V. Chekalin, V. S. Doljikov, V. S. Letokhov, E. A. Ryabov, Chem. Phys. Lett. 25, 515 (1974).
14. Р. В. Амбарцумян, В. С. Летохов, Е. А. Рябов, Н. В. Чекалин, Письма ЖЭТФ 20, 597 (1974).
15. Р. В. Амбарцумян, Ю. А. Горохов, В. С. Летохов, Г. Н. Макаров, *ibid.* 21, 375 (1975).
16. V. S. Letokhov, Optics Comm. 7, 59 (1973).

537.312.6(048)

**В. М. Агранович, Ю. Е. Лозовик, А. Г. Мальшук.** Электронные перестройки на границе диэлектрик — металл и проблема поисков высокотемпературной сверхпроводимости. Существует много примеров конкретных физических ситуаций, для анализа которых требуется знание спектра возбужденных состояний контакта двух сред. Такого рода ситуации возникают не только в физике, но также, например, и в физической химии (при анализе каталитического действия поверхностей твердых тел), в биофизике и т. д.

В настоящем докладе основное внимание уделено обсуждению особенностей спектра возбужденных состояний контакта металл — диэлектрик, важных, в частности, в связи с ведущимися поисками высокотемпературных сверхпроводников с окислонным механизмом спаривания электронов в модели сэндвича<sup>1</sup>. Так как для находя-



щихся на поверхности Ферми электронов проводимости тонкой металлической пленки (10—30 Å) даже в условиях идеального контакта область взаимодействия с диэлектриком простирается всего лишь на расстояния порядка нескольких постоянных решетки, актуальными оказываются возбужденные состояния приконтактного слоя диэлектрика. В то же время именно на эти возбужденные состояния наиболее сильное влияние оказывают электроны проводимости металла. В этих условиях упомянутая выше проблема экситонного механизма спаривания электронов сводится в значительной мере к обсуждаемой ниже проблеме электронных и экситонных перестроек в области контакта (при неучете такого рода перестроек оценки роли экситонного механизма сверхпроводимости проведены в обзорах <sup>1,2</sup> и работах <sup>3,4</sup>).

Рассмотрим сначала спектр возбуждений молекулярного кристалла, граничащего с металлом <sup>5</sup>. Уже из качественных соображений ясно, что в такой системе в молекулярном кристалле помимо объемных экситонов Френкеля возможно возникновение новых экситонных состояний, локализованных вблизи границы. Действительно, диполь  $P$ , расположенный на расстоянии  $z$  от границы, притягивается к наведенной им поляризации металла, причем соответствующая потенциальная энергия электростатического изображения диполя есть  $u(z) = -\alpha P^2 (2z)^{-3}$ , где  $\alpha \sim 1$  — постоянная, зависящая от ориентации диполя. Поэтому, если в молекуле, удаленной от металла на расстояние  $z$ , имеется дипольное колебание с частотой  $\omega_f$ , причем  $\omega_f \ll \omega_p$  — плазменной частоты металла (оправдано квазистатическое приближение), то наличие сил изображения приводит к сдвигу частоты колебания, причем  $\Delta\omega \approx -A/(2z)^3$ ,  $A > 0$ . На квантовом языке это означает, что отвечающие переходам  $0 \rightarrow f$  экситоны Френкеля движутся в потенциальной яме вблизи границы с металлом. Связанным состояниям в этой яме соответствуют поверхностные экситоны (ПЭ), локализованные вблизи границы силами электростатического изображения. Фактический расчет спектра поверхностных экситонов <sup>5</sup> учитывает взаимодействие возбужденной молекулы не только с наведенной ею же поляризацией металла («собственным» изображением), но и поляризацией, наведенной другими молекулами. Помимо этого учитывается отличие на очень малых расстояниях от границы потенциала изображения  $u(z)$ , обусловленное учетом проникновения поля молекулы в металл, а также учетом динамического запаздывания отклика электронов металла. Оказывается, что для ПЭ в электронной области спектра возможно появление не только макроскопических ПЭ, но также и таких состояний, которые локализованы лишь в ближайших к металлу плоскостях кристалла. Спектр таких ПЭ нельзя получить в рамках макроскопического описания, его следует вычислять для конкретной микроскопической модели. Ясно, однако, что именно сильно локализованные ПЭ могут быть особенно важными для экситонного механизма сверхпроводимости.

Обсудим теперь изменение электронного спектра полупроводника под влиянием металлической подложки <sup>6</sup>. На расстояниях от границы, больших нескольких ангстрем, можно считать, что взаимодействие квазичастиц полупроводника с наведенной ими поляризацией металла также можно учесть электростатически — с помощью потенциалов изображения. Так, потенциальная энергия  $V = -e^2/\epsilon\rho$  (двух квазичастиц или квазичастиц и примеси) в полупроводнике модифицируется при наличии границы с металлом следующим образом:

$$V(x) = \pm \varphi(x) - 2V_0,$$

где

$$\varphi(x) = -\frac{e^2}{\epsilon\rho} + \frac{e^2}{\epsilon\sqrt{\rho^2 + 4d^2}}, \quad 2V_0 = \frac{e^2}{2\epsilon d};$$

верхние знаки в  $V(x)$  относятся к квазичастицам с разным зарядом, нижние — с одинаковым. Второй член в  $\varphi(\rho)$  учитывает взаимодействие квазичастицы с чужим изображением, а величина  $-2V_0 = -e^2/2\epsilon d$  описывает независящее от знака заряда притяжение квазичастиц к своим изображениям. Последнее может привести к кардинальной перестройке спектра узкозонного полупроводника вблизи металла. В самом деле, для рождения частицы и дырки вблизи границы необходимо затратить минимальную энергию не  $2\Delta$  ( $2\Delta$  — ширина запрещенной зоны массивного образца), а  $2\Delta_{\text{eff}} = 2\Delta - 2V_0$  (взаимодействие несвязанных квазичастиц друг с другом здесь несущественно, так как они в среднем находятся на бесконечно больших расстояниях друг от друга). При  $V_0 > \Delta$  основное состояние тонкой пленки собственного полупроводника становится нестабильным относительно образования электронно-дырочных пар до тех пор, пока возросшая энергия Ферми квазичастиц не скомпенсирует величину  $2V_0 - 2\Delta$ . Стабильное состояние полупроводника отвечает полуметаллу, т. е. вблизи границы под действием сил электростатического изображения происходит переход тонкого слоя полупроводника в полуметалл. Силы изображения могут также инициировать переход Мотта полупроводник — металл в довольно широком слое примесного полупроводника вблизи границы с металлом. Это происходит из-за существенного ослабления вблизи границы притяжения  $\varphi(x)$  электрона к примеси (при  $\rho \gg d$ ,  $\varphi(\rho) \sim -2d^2e^2/\rho^3$ ). Последнее приводит к существенному уменьшению энергии ионизации примеси

и увеличению радиуса  $a_0$  изолированного примесного состояния<sup>6,7</sup>, что способствует выполнению критерия перехода Мотта  $a_0 \lesssim cd$  ( $d$  — расстояние между примесями,  $c \sim 1$ ). Аналогичное ослабление притяжения электронов и дырок вблизи границы имеет своим результатом (зависящее от  $d$ ) уменьшение энергии связи экситона Ванье-Мотта, увеличение его радиуса и исчезновение возбужденных состояний<sup>7</sup>. Притяжение к собственным изображениям приводит к образованию связанного на границе экситона Ванье — Мотта (аналогичного рассмотренным выше ПЭ)<sup>7</sup>.

Отметим также, что ослабление кулоновского отталкивания электронов (при  $\rho \gg d$ ) в тонкой пленке вырожденного полупроводника, граничащей с металлом, могло бы привести к возрастанию температуры сверхпроводящего перехода в такой пленке в случае, когда взаимодействие спаривания не ослабляется из-за небольшого радиуса действия  $r \lesssim d$ . Такая ситуация могла бы при определенных условиях осуществляться в некоторых многодолинных полупроводниках<sup>8</sup>.

Выше рассматривались возбужденные состояния контакта металл — диэлектрик, металл — полупроводник при неучете эффектов гибридизации состояний электронов. Однако в условиях плотного контакта возможен процесс перескока электронов между двумя средами. В частности, если потенциал ионизации молекул диэлектрика достаточно мал, молекулы ионизируются, и на границе, в принципе, возможно возникновение двойного электрического слоя<sup>9</sup>. Такого рода двумерному ионному кристаллу отвечает появление новых элементарных возбуждений — поверхностной борновской ветви колебаний и поверхностных экситонных состояний с переносом заряда. Конфигурация слоя может меняться вдоль границы, образуя упорядоченную структуру, которая может перестраиваться, испытывая фазовые переходы типа рассмотренных в работе<sup>10</sup>.

Если валентный уровень молекулы  $E_0$  расположен вблизи уровня Ферми  $E_F$  металла, то возникает ряд новых эффектов. При (внутримолекулярном) колебании молекулы уровень  $E_0$  осциллирует вблизи  $E_F$ , так что валентный электрон то переходит в металл (при  $E_0 > E_F$ ), то вновь садится на молекулу. Поэтому заряд, локализованный на молекуле, осциллирует. Это обстоятельство приводит к специфическому взаимодействию электронов проводимости металла с внутримолекулярными колебаниями<sup>11</sup>. Анализ этой связи может оказаться существенным для расчета константы электрон-электронного спаривания в тонких пленках металла на диэлектрической подложке.

Обсудим теперь возможную роль рассмотренных выше ПЭ в экситонном механизме сверхпроводимости. Подчеркнем, что их спектр вообще говоря, может кардинально отличаться от спектра объемных экситонов. Расчет показывает, что константа притяжения электронов за счет обмена ПЭ может быть значительно большей, чем при обмене объемными экситонами, причем константа связи  $\lambda_S$ , обусловленная ПЭ, тем больше, чем сильнее локализованы ПЭ вблизи границы. Этот результат аналогичен выводу<sup>3</sup> о неэффективности вклада в константу связи возбуждений больших молекул. В частности, для локализованных на ближайшем к металлу молекулярном слое ПЭ имеем  $\lambda_S/\lambda_V = \exp(2k_F a) - 1$ , где  $\lambda_V$  — константа связи, обусловленная объемными экситонами,  $k_F$  — фермиевский импульс,  $a$  — период решетки молекулярного кристалла.

В связи со сказанным выше возникает задача о физико-химическом конструировании структуры и свойств переходного слоя металл — диэлектрик с необходимым спектром ПЭ, сильно взаимодействующих с электронами проводимости металла.

Перспективной, в частности, могла бы оказаться система, где в области низких температур происходит структурный фазовый переход на границе раздела, сопровождаемый появлением поверхностной мягкой моды; наличие ее могло бы способствовать повышению температуры сверхпроводящего перехода в тонкой пленке металла.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В. Л. Гинзбург, УФН 95, 91 (1968); 101, 185 (1970). V. L. Ginzburg, D. A. Kirzhnits, Phys. Rept. C4, 343 (1972).
2. Г. Ф. Жарков, Ю. А. Успенский, ЖЭТФ 61, 2123 (1971); 65, 2511 (1973).
3. Л. Н. Булаевский, Ю. А. Кухаренко, ЖЭТФ 60, 1518 (1971).
4. D. Allender, J. Bruy, J. Vardeen, Phys. Rev. B7, 1020 (1973).
5. В. М. Агранович, А. Г. Мальшук, М. А. Мехтиев, ФТТ 14, 849 (1972); ЖЭТФ 63, 2274 (1972).
6. В. М. Агранович, Ю. Е. Лозовик, Письма ЖЭТФ 17, 209 (1973); Препринт ИСАН СССР, № 71, Москва, 1974.
7. Ю. Е. Лозовик, В. Н. Нишанов, в кн. Всесоюзное совещание по диэлектрической электронике, Ташкент, 1973, стр. 70.
8. В. М. Агранович, Б. П. Антонюк, ФТТ 15, 3392 (1973).
9. В. М. Агранович, ФТТ 14, 3684 (1972).
10. Л. А. Большов, А. П. Напартович, ЖЭТФ 64, 1404 (1973).
11. А. Г. Мальшук, ФТТ 16, 2274 (1974).

Г. Н. Жижин, О. И. Капуста, М. А. Москалева, В. Г. Назин, В. А. Яковлев. Спектроскопия поверхностных волн и свойства поверхности. Знание возбужденных состояний приповерхностного слоя диэлектриков и металлов оказывается важным при решении проблем физики, химии, биологии<sup>1</sup>. В частности, они весьма актуальны при анализе сэндвичевой модели сверхпроводников<sup>2</sup>.

Как и в случае диэлектриков, так и в случае металлов им соответствует область отрицательных значений  $\epsilon$ . Эти элементарные возбуждения не могут быть исследованы обычными методами спектроскопии отражения и пропускания. Для их изучения используется метод нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО). Относительно просто такие исследования могут быть реализованы в ИК диапазоне длин волн в интервале  $200-2000 \text{ см}^{-1}$ . В этом интервале находятся частоты оптически активных

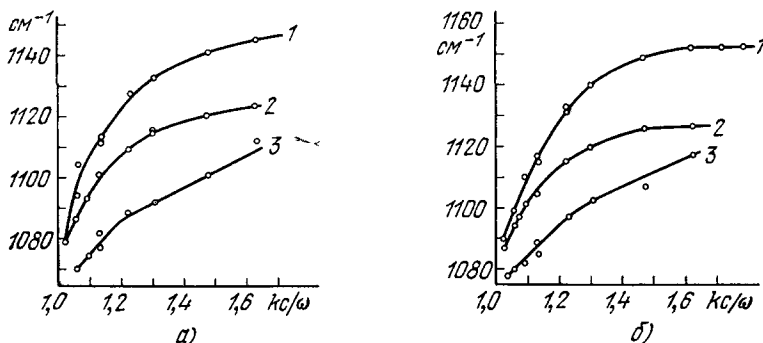


Рис. 1. Изменение кривых дисперсии поверхностных поляритонов  $\alpha$ -кварца при увеличении толщины пленки олова на поверхности кварца ( $d$  (Å): 150 (1), 290 (2) и 480 (3)).

внутримолекулярных колебаний ионов, а также значительный участок ветви поверхностного плазмона металлов. Вслед за Мирлиным и др.<sup>3</sup>, исследовавшими низкочастотные поверхностные поляритоны щелочно-галогидных кристаллов, мы сосредоточились на поисках высокочастотных ( $>600 \text{ см}^{-1}$ ) поверхностных поляритонов. Такие элементарные возбуждения были обнаружены нами в кристаллах сапфира, ниобата лития, иттриевого феррита-граната<sup>4</sup>, уротропина<sup>5</sup>, апатита и в других монокристаллических материалах. Для перечисленных веществ определены дисперсионные зависимости  $\omega(k)$  в интервале значений волновых векторов от  $\omega/c$  до  $\sim 2\omega/c$ . В области малых значений волновых векторов, где погрешность в определении точек дисперсионной кривой велика из-за расходимости пучка в элементе НПВО, что обуславливает неопределенность величин  $k$ , был применен способ регистрации спектров с фиксированной частотой (при изменяющемся  $k$ ). В ряде случаев (кварц, апатит) эти измерения можно было провести, используя  $\text{CO}_2$ -лазер с перестройкой по вращательным компонентам.

Ход дисперсионных кривых и ширины в спектре поверхностных поляритонов являются основными характеристиками, изменение которых было предметом изучения контакта кварца с тонкими металлическими пленками (20—1000 Å). На рис. 1 приведена серия дисперсионных кривых как функция толщины пленки олова. Видно, что с ростом толщины слоя область дисперсии поверхностного поляритона сужается. Этот эффект может быть объяснен с учетом интерференции в тонких слоях с диэлектрической проницаемостью, отличной от таковой для сплошного металла. В тех случаях, когда удавалось получить тонкие сплошные пленки (золото), наблюдалось отчетливо резкое

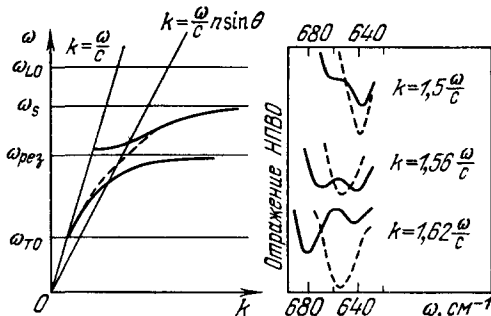


Рис. 2. Образование щели в кривой дисперсии и расщепление линии поверхностного поляритона в присутствии тонкой диэлектрической пленки. Спектры получены для кристалла сапфира без пленки и с пленкой LiF толщиной 160 Å.

уширение поверхностных поляритонов, предсказанное теоретически в работе <sup>6</sup> и обусловленное джоулевыми потерями энергии электромагнитной волны в пленке металла.

Изучение особенностей хода дисперсионных кривых поверхностных поляритонов позволяет обнаруживать тонкие слои ( $\sim 100 \text{ \AA}$ ) некоторых диэлектриков даже в тех случаях, когда они не могут быть замечены ни в спектрах пропускания, ни в спектрах отражения. В работе <sup>7</sup> теоретически предсказано появление щели в кривой поверхностного поляритона. Экспериментально ее удалось наблюдать для пленки LiF на поверхности кристаллов саффира и рутила (рис. 2). Эффект этот обусловлен резонансным взаимодействием продольного колебания LiF с поверхностным поляритоном подложки. В спектре же обычного отражения присутствие пленки LiF обнаружить не удается. Таким образом, может быть повышена чувствительность методов обнаружения поверхностно адсорбированных пленок диэлектриков.

Электромагнитные волны, соответствующие поверхностным поляритонам диэлектриков и плазмонам металлов, могут распространяться на макроскопические расстояния <sup>8</sup>. В нашем эксперименте (схема опыта дана на рис. 3) наблюдалось распространение

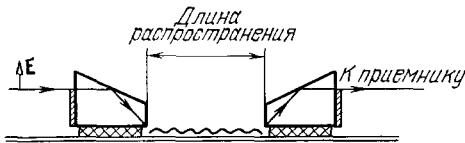


Рис. 3. Схема исследования длины распространения поверхностной волны по поверхности металла.

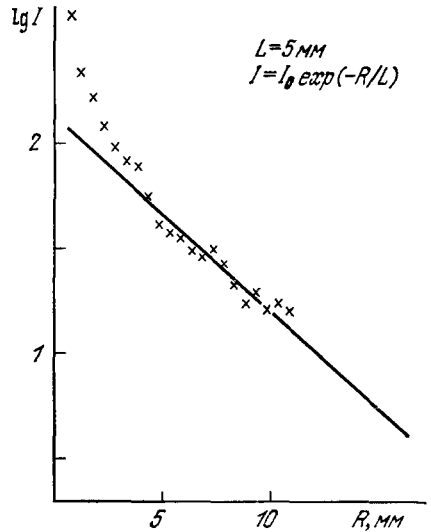


Рис. 4. Интенсивность света, выходящего из второй призмы НПВО (см. рис. 3), при изменении расстояния между призмами.

поверхностной волны  $10,6 \text{ мкм}$  ( $\text{CO}_2$ -лазер) вдоль пленки меди с уменьшением интенсивности в  $e$  раз на расстоянии  $5 \text{ мкм}$  (рис. 4). Поверхностная волна возбуждается при помощи одной призмы НПВО, а при помощи второй (подвижной) снимается. Меньшая длина распространения, чем в работе <sup>8</sup>, связана, возможно, с худшим качеством пленки (пленка меди напылялась нами в вакууме  $10^{-6}$  тор). Воздушный зазор между призмами и пленкой меди (на стеклянной подложке) составлял  $10 \text{ мкм}$ . В дальнейшем предполагается изучить зависимость длины распространения поверхностной волны от природы металла и толщины резонансно поглощающего диэлектрика, адсорбированного на его поверхности. Описанный эксперимент является, по-видимому, прямым наблюдением волны Ценнека — Зоммерфельда, обсуждению природы которой в радиодиапазоне была посвящена многолетняя дискуссия <sup>9</sup>. В оптическом диапазоне исследование ее свойств может оказаться весьма перспективным для изучения свойств поверхностей и поверхностно адсорбированных молекул.

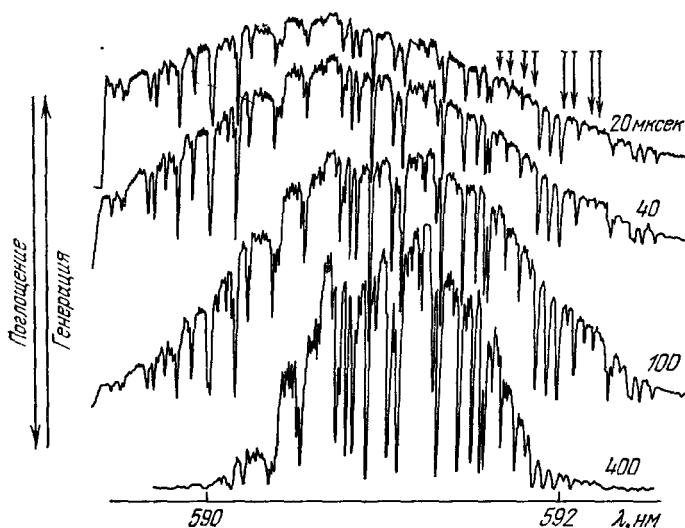
#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Агранович, УФН 115, 199 (1975).
2. В. Л. Гинзбург, УФН 101, 185 (1970).
3. В. В. Брыксин, Ю. М. Гербштейн, Д. Н. Мирлин, ФТТ 14, 543 (1972).
4. В. А. Яковлев, Г. Н. Жижин, Письма ЖЭТФ 19, 333 (1974).
5. Г. Н. Жижин, М. А. Москалева, В. А. Яковлев, ФТТ 17 (8) 2217 (1975).
6. В. М. Агранович, Т. А. Лескова, ФТТ 16, 1796 (1974).
7. V. M. Agranovich, A. G. Malshukov, Opt. Comm. 11, 169 (1974).
8. J. Schoenwald, E. Burstein, J. M. Elson, Sol. State Comm. 12, 185 (1973).
9. Л. И. Мандельштам, Полное собрание трудов, т. 3, М., Изд-во АН СССР, 1950, стр. 336.

535.343.4(048)

Е. Н. Антонов, В. Г. Колошников, В. Р. Мироненко. Внутррезонансная абсорбционная спектроскопия с непрерывно действующим лазером на красителях. На протяжении последних

пяти лет в ряде работ развивается метод внутррезонаторной абсорбционной спектроскопии<sup>1-6</sup>. В настоящей работе исследована динамика установления узких провалов в широкополосном спектре генерации непрерывно действующего лазера на красителе. Провалы в спектре генерации обусловлены линиями поглощения атмосферного воздуха, заполняющего резонатор лазера. В работе использовался лазер со свободной струей раствора красителя (родамина 6Ж в этиленгликоле), построенный по схеме<sup>7</sup>. С помощью механического прерывателя излучение Ar<sup>+</sup>-лазера накачки модулировалось и длительность импульсов генерации лазера на красителе могла легко варьироваться в широких пределах. Спектр широкополосной генерации регистрировался с помощью



спектрографа с теоретической разрешающей силой  $2,7 \cdot 10^5$  и линейной дисперсией  $1,6 \text{ \AA/мм}$ . На рисунке представлены микрофотограммы спектров, зарегистрированных при длительностях импульсов генерации 20, 40, 100 и 400 мксек. Видно, что глубины провалов, соответствующих данным линиям поглощения, нарастают во времени. Теоретические оценки позволяют связать постоянную времени нарастания глубины провала с величиной коэффициента поглощения в соответствующей линии. Эта связь может быть записана в виде

$$\tau = \frac{1}{ck(\omega)},$$

где  $c$  — скорость света,  $k(\omega)$  — коэффициент поглощения<sup>8</sup>. Таким образом, измерение постоянной времени позволяет вычислить величину  $k(\omega)$ . Количественная обработка спектрограмм проводилась для восьми линий поглощения атмосферы, отмеченных стрелками на рисунке, и проведенное сопоставление теоретических предсказаний с результатами эксперимента показало хорошее согласие.

Результаты проведенных измерений представлены в таблице. Измеренные значения коэффициентов поглощения лежат в диапазоне  $1 \cdot 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ . Данная

Длина волны, $\text{\AA}$	Идентификация согласно <sup>9</sup>	$k$ , $\text{см}^{-1}$
$5916,02 \pm 0,01$	Не идентифицирована (Маскируется CrI)	$1,9 \cdot 10^{-7}$
$5916,58 \pm 0,01$	Атмосфера $\text{H}_2\text{O}$	$2,8 \cdot 10^{-7}$
$5917,38 \pm 0,01$	То же	$3,5 \cdot 10^{-7}$
$5918,01 \pm 0,01$	Атмосфера	$1,7 \cdot 10^{-7}$
$5919,64 \pm 0,01$	Атмосфера $\text{H}_2\text{O}$	$3 \cdot 10^{-6}$
$5920,16 \pm 0,01$	Атмосфера	$1 \cdot 10^{-7}$
$5921,15 \pm 0,01$	»	$1,1 \cdot 10^{-7}$
$5921,66 \pm 0,01$	»	$1,2 \cdot 10^{-7}$

экспериментальная методика с использованием непрерывнодействующего лазера и модулятора позволяет проводить количественные измерения коэффициентов поглощения до величин  $k \approx 10^{-8} \text{ см}^{-1}$ . При оптимизации параметров системы возможно проведение количественных измерений коэффициентов поглощения в области  $k \approx 10^{-10} \text{ см}^{-1}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Сучков, Препринт ФИАН СССР, № 126, Москва, 1970.
2. Л. А. Пахомычева, Э. А. Свириденков, А. Ф. Сучков, Л. В. Титова, С. С. Чурилов, Письма ЖЭТФ 12, 60 (1970).
3. В. Н. Баев, Э. А. Свириденков, М. П. Фролов, Квант. электрон. 1, 1245 (1974).
4. N. C. Peterson, M. J. Kurylo, W. Braun, A. M. Bass, R. A. Keller, JOSA 61, 746 (1971).
5. T. W. Hänsch, A. L. Schawlow, P. E. Toschek, IEEE J. Quantum Electron. QE-8, 802 (1972).
6. Е. Н. Антонов, В. Г. Колошников, В. Р. Мироненко, Квант. электрон. 2, 171 (1975).
7. A. Dienes, E. P. Jrrren, C. V. Shank, IEEE J. Quantum Electron QE-8, 388 (1972).
8. Т. П. Беликова, Э. А. Свириденков, А. Ф. Сучков, Квант. электрон. 1, 830 (1974).
9. C. E. Moore, M. G. Minnaert, J. Houtgast, The Solar Spectrum 2935 to 8770 Å, National Bureau Standards, Monograph 61, December 1966.