

$U_m(r)$ по сечению виртуального катода при освещении поверхности меняется, что отражается на величине проходящего тока. При этом, как показали наши исследования, важно, что изменения проходящего тока существенно превышают величину фототока с поверхности.

Исследования проводились на экспериментальных макетах, устройство которых показано на рис. 1. Виртуальный катод создается в промежутке между плоскопараллельными диафрагмами (1) и (2). Электронный поток формируется пушкой (3) и вводится в промежуток через отверстие в диафрагме (1), затянутое сеткой. Диафрагма (1) является для электронного потока ускоряющим электродом и управляет плотностью тока, входящего в промежуток. Ток, прошедший через промежуток, собирается на коллекторе (4) и диафрагме (2), находящихся под одним потенциалом $U_{кол}$.

Промежуток (1)—(2) окружен диэлектрическим цилиндром (5) (часть стеклянной колбы макета), на внутреннюю поверхность которого нанесен фотоэмиттирующий слой. Этот слой можно нанести по обычной технологии, используемой при изготовлении полупрозрачных фотокатодов, но он также образуется и спонтанно в результате естественного распыления компонентов термоэммиттера (3), хотя эффективность фотослоя в этом случае гораздо ниже.

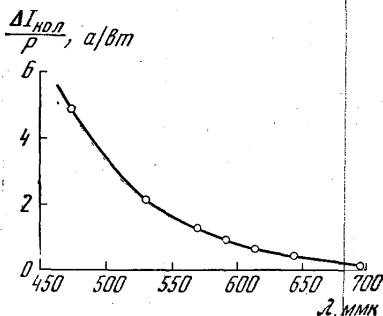


Рис. 3. Спектральная характеристика реакции на световое излучение

На рис. 2 (а) изображена вольтамперная характеристика межэлектродного промежутка, т. е. зависимость проходящего на коллектор тока $I_{кол}$ от напряжения на коллекторе $U_{кол}$. На рис. 2 (б) приведена зависимость величины приращения тока через межэлектродный промежуток $\Delta I_{кол}$, вызванного действием светового излучения, от выбора рабочей точки на вольтамперной характеристике.

Как можно заключить из рис. 2, при изменении напряжения на коллекторе в пределах от 0 до 45 в (напряжение на ускоряющем электроде при этом поддерживалось постоянным 16 в) в межэлектродном промежутке существует виртуальный катод, так как происходит ограничение проходящего через промежуток тока. Реакция тока на свет имеет место только в режиме существования виртуального катода и растет при увеличении проходящего тока. Абсолютная чувствительность реакции на свет макетов с сурьмяно-цезиевым фотокатодом, как видно на рис. 3, достигает значения 5 а/вт, что значительно больше чувствительности вакуумных фотоэлементов.

Описанный механизм реакции межэлектродного промежутка на световое излучение позволяет создать фотоэлектронный детектор, обладающий чувствительностью, сравнимой с чувствительностью ФЭУ [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Гвоздовер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М., ГИТТЛ, 1966.
2. Девятков М. Н., Пирогов Ю. А., Подколзин В. Д., Шарихин В. Ф. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., astron., № 1, 49—55, 1967.
3. Костиенко А. И., Девятков М. Н., Шарихин В. Ф. Авторское свидетельство бюл. 16, № 200034, 1967.

Поступила в редакцию
22.8 1967 г.

Кафедра
радиотехники

УДК 539.184.52

В. С. СЕНАШЕНКО, Б. ТЕКУ

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ МЕТАСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ГЕЛИЕПОДОБНЫХ ИОНОВ

В опытах по прохождению заряженных частиц через органические пленки [1] было обнаружено существование метастабильных ионов изоэлектронной последовательности гелия (Be^{2+} , B^{3+} , N^{5+} , O^{6+}). Обнаруженные метастабильные ионы могут находиться в состояниях 2^1S или 2^3S и в отсутствие каких-либо возмущений высвечиваться путем двухфотонных переходов в основное состояние.

В настоящей работе приведены результаты расчета времен жизни состояния 2^1S гелиеподобных ионов от He до Ne^{8+} , а также дается оценка времени жизни состояния 2^3S этих ионов. Расчет вероятности двухфотонного перехода

$$A(2^1S) \rightarrow A(1^1S) + h\nu_1 + h\nu_2,$$

где $\nu_1 + \nu_2 = \nu_{12}$ — частота перехода, сводится к вычислению интеграла от матричного элемента взаимодействия атомной частицы с электромагнитным излучением во втором приближении теории возмущений

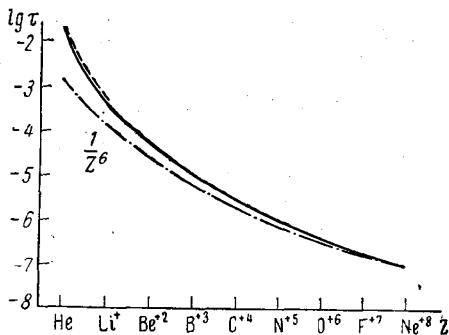
$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{2} \int_0^1 W(y) dy,$$

где $y = \frac{\nu_1}{\nu_{12}}$, а подынтегральное выражение имеет следующий вид:

$$W(y) dy = 3,07 \cdot 10^3 y^3 (1-y)^3 |S_{n=2} \langle 2^1S | Z_1 + Z_2 | n^1P \rangle \langle n^1P | Z_1 + Z_2 | 1^1S \rangle \left\{ \frac{1}{(E_1 - E_n) - y(E_1 - E_2)} + \frac{1}{(E_1 - E_n) - (1-y)(E_1 - E_2)} \right\}^2 dy.$$

Сумма включает интегрирование по непрерывному спектру.

Большая часть матричных элементов дипольного момента, необходимых для расчета, была вычислена с экранированными кулоновскими функциями. Постоянные экранировки определялись из экспериментальных значений уровней энергии спектра гелия и оставались постоянными для всех рассматриваемых ионов. Для матричных элементов, в расчетах которых использованные экранированные кулоновские функции не является надежным, были использованы более точные значения, полученные в других работах. Так, для гелия матричные элементы переходов $1^1S \rightarrow n^1P$ и $2^1S \rightarrow n^1P$ до $n=7$ были получены по известным значениям сил осцилляторов этих переходов [2]. Предполагалось, что их знак правильно определяется из расчетов с водородоподобными волновыми функциями. Были использованы также значения матричных элементов переходов $1^1S \rightarrow n^1P$ до $n=4$ для Li^+ и Be^{2+} , вычисленные в работе [3] с волновыми функциями Хартри—Фока. Часть суммы, включающая интегрирование по непрерывному спектру, вычислена в предположении, что среднее значение энергии состояний непрерывного спектра, комбинирующих с состоянием nl , может быть получено обычным образом [4].



Вычисленные времена жизни метастабильного состояния 2^1S в зависимости от Z представлены на рисунке. Там же пунктирной кривой указаны результаты других расчетов [5, 6]. Величины τ , полученные в нашей работе, согласуются со значениями времени жизни для He и Li^+ из этих работ. Зависимость τ от Z отличается от простого закона $1/Z^6$, который выполняется без учета экранировки, причем особенно заметно различие проявляется для малых Z .

Нами проведены также оценки времени жизни 2^3S состояния рассматриваемых ионов относительно двухфотонного распада. Величина τ этих состояний заключена в интервале $\tau \sim (9,3 \cdot 10^4 - 3,4 \cdot 10^6)$ сек при переходе от He к Ne^{8+} . Без учета экранировки время жизни триплетного состояния в зависимости от Z уменьшается по закону $1/Z^{12}$.

Значения τ метастабильного 2^1S состояния ионов от N^{5+} до Ne^{8+} , полученные в данной работе, попадают в интервал $\tau \sim (10^{-6} - 10^{-8})$ сек, доступный для экспериментального исследования при помощи методики, разработанной авторами работы [1]. Синглетное метастабильное состояние остальных ионов, рассмотренных выше, доступно экспериментальному изучению методами, описанными в работах [7, 8].

Авторы благодарны В. В. Балашову за постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dmitriev I. S., Teplova Ya. A., Nikolaev V. S. V. I. C. P. E. A. C. Abstracts of papers, 434, 1967, Leningrad.
2. Helen K., Holt, R. Krotkov. Phys. Rev., 144, 82, 1966.
3. Froese C. Phys. Rev., 150, 1, 1966.
4. Бете Г., Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М., 1960, стр. 417.
5. Dalgarno A. Mon. Not. R. Astr. Soc., 131, 311, 1966.
6. Victor G. A., Dalgarno A. Phys. Rev. Lett., 18, 1105, 1967.
7. Feldman P., Novick R. Phys. Rev. Lett., 11, 278, 1963.
8. Lipeles M., Novick R., Tolik N. Phys. Rev. Lett., 15, 690, 1965.

Поступила в редакцию
10.10 1967 г.

НИИЯФ

УДК 539.293 : 535

Я. Г. КЛЯВА

О ВЫРАЖЕНИИ СЕЧЕНИЯ ФОТОИОНИЗАЦИИ МЕЛКИХ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Исследование спектральной зависимости сечения фотоионизации локальных центров в полупроводниках дает важную информацию как о свойствах самих центров, так и о структуре энергетических зон. В ряде работ, посвященных этому вопросу, проводится сопоставление экспериментальных результатов с соответствующими теоретическими выражениями, причем выражения, используемые различными авторами, противоречат друг другу. В связи с этим целесообразно установить, какие из них являются неправильными.

Для нахождения приближенного выражения сечения фотоионизации мелких примесей (σ_1) можно воспользоваться выражением сечения для фотоэффекта на K -оболочке атома водорода. В работах [1, 2, 3] приводится общее выражение сечения для фотоэффекта на K -оболочке изолированных атомов в нерелятивистском случае (σ). На основании водородоподобной модели примесного центра получим

$$\sigma_1 = \frac{2^9 \pi^2 \hbar^3}{3m^2 c e^2} \left(\frac{1}{n} \frac{m}{m^*} \frac{E_H}{E_I} \right) \left(\frac{\nu_I}{\nu} \right)^4 f(x), \quad (1)$$

где

$$f(x) = \frac{\exp\left(-\frac{4}{x} \arctg x\right)}{1 - \exp(-2\pi/x)}, \quad x = \sqrt{\frac{\nu - \nu_I}{\nu_I}}$$

e и m — соответственно заряд и масса электрона, c — скорость света, n — показатель преломления кристалла, m^* — эффективная масса носителя заряда, E_H и E_I — соответственно энергии ионизации атома водорода и примеси, ν — частота света, ν_I — граничная частота фотоионизации¹.

Отметим, что в формуле (2, 53) работы [4], соответствующей (1), содержится ряд неточностей: значительно искажен вид функции $f(x)$ и увеличено в 4 раза значение коэффициента.

Для сопоставления с экспериментальными результатами используют более простые приближенные выражения σ_1 , соответствующие двум частным случаям.

1. При энергиях фотонов, значительно превышающих энергию ионизации примеси:

$$(\nu \gg \nu_I), \quad f(x) \approx \frac{1}{2\pi x} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_I}{\nu} \right)^{-1/2}.$$

Следовательно:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &\approx \frac{2^9 \pi^2 \hbar^3}{3m^2 c e^2} \left(\frac{1}{n} \frac{m}{m^*} \frac{E_H}{E_I} \right) \left(\frac{\nu_I}{\nu} \right)^{7/2} \approx \\ &\approx 5,48 \cdot 10^{-17} \left(\frac{1}{n} \frac{m}{m^*} \frac{E_H}{E_I} \right) \left(\frac{\nu_I}{\nu} \right)^{7/2} \quad (\text{см}^2). \end{aligned} \quad (2)$$

¹ Область применимости выражения (1) обсуждается в работе [4].