



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P14-85-690

А.П.Кобзев, А.Кравчик, Е.Рутковски

ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ,
ВОЗБУЖДАЕМОЕ ЭЛЕКТРОНАМИ В Gd

Направлено в "Журнал экспериментальной
и теоретической физики".

1985

Введение

Свечение поверхности металлов при бомбардировке их в вакууме заряженными частицами интенсивно изучалось в последние десятилетия. Эксперименты были направлены на исследование свойств переходного излучения, либо его особенностей, связанных с возбуждением колебаний электронной плазмы в металлах. Большинство наблюдавшихся эффектов нашло исчерпывающее объяснение в рамках теории переходного излучения /1/.

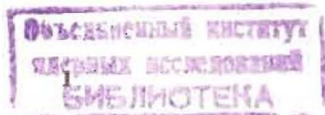
Известно, что переходное излучение возникает при пересечении зарядом границы раздела двух сред. В случае, когда заряженная частица с зарядом e движется со скоростью $v = \beta c$ из вакуума по нормали к поверхности металла, оптические свойства которого характеризуются комплексной диэлектрической проницаемостью ϵ , спектрально-угловое распределение числа фотонов, испускаемых в телесный угол $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ в задней полусфере, определяется формулой:

$$\frac{d^2 N}{d\lambda d\Omega} = \frac{e^2 \beta^2 \sin^2 \theta \cos^2 \theta}{\pi h c \lambda (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \left| \frac{(\epsilon - 1)(1 - \beta^2 + \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})}{(\epsilon \cos \theta + \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})(1 + \beta \sqrt{\epsilon - \sin^2 \theta})} \right|^2 \quad (I)$$

Член перед знаком модуля имеет максимум под углом $\theta < 45^\circ$. Положение максимума всего углового распределения зависит, разумеется, и от диэлектрической проницаемости среды, влияние которой учитывается посредством выражения, стоящего под знаком квадрата модуля. Для конечных значений ϵ характерной особенностью угловых распределений переходного излучения является уменьшение интенсивности до нуля под углами 0 и 90° . Экспериментальные результаты, полученные различными авторами (см., например, /2-4/), в основном подтверждают * характер углового распределения, описываемого формулой (I).

Теоретически переходное излучение должно быть полностью линейно поляризованным. Поскольку траектория частицы в обеих средах считается прямолинейной, электрический вектор волны находится в плоскости наблюдения, т.е. в плоскости, образуемой вектором скорости частицы и волновым вектором. В экспериментах наблюдается частично поляризован-

* В работе /4/ на мишени I_n , облучаемой электронами с энергией 80 кэВ, максимум углового распределения излучения с длиной волны 5000 \AA наблюдался под углом $\theta = 0^\circ$, что при невысокой степени поляризации может указывать на наличие вклада излучения, обусловленного иным механизмом.



ное излучение. Степень поляризации зависит от вклада других процессов генерации излучения и состояния поверхностного слоя, из которого свет выходит в вакуум (загрязненности, шероховатости), а также его толщины. Неполяризованный компонент обычно относят к тормозному излучению^{/3/}, люминесценции или объясняют наличием на поверхности шероховатостей^{/4/}.

Линейная зависимость выхода переходного излучения от энергии частицы в нерелятивистской области также считается характерным признаком этого явления. В работе^{/6/} на этом основании переходное излучение отделялось от тормозного при исследовании свечения серебряной мишени, облучаемой электронами.

Спектр переходного излучения в соответствии с формулой (1) характеризуется плавной зависимостью вида $d\lambda/\lambda$ для недиспергирующей среды. В реальном случае он в той или иной степени деформируется за счет дисперсии. Экспериментально наблюдались спектры для многих металлов^{/3-14/}: *Be, Mg, Al, Ni, Cu, Zn, Ag, Cd, In, W, Ta, Pt, Au*. В большинстве случаев теоретическая зависимость подтверждалась, т.е. интенсивность снижалась с увеличением длины волны. Для таких металлов, как *Be, Mg, Al* и *Ag* на фоне плавно спадающих спектров наблюдались отдельные довольно узкие максимумы. Авторы пытались описывать такие спектры в рамках теории переходного излучения, а также с учетом возбуждения и распада поверхностных и объемных плазмонов.

Совершенно необычный характер имел спектр излучения гадолиниевой мишени, наблюдавшийся в работе^{/15/}. В диапазоне длин волн от 3700 до 5800 Å было обнаружено шесть максимумов с полушириной около 150 Å. Авторы исследовали и другие характеристики излучения для одного из максимумов на длине волны $\lambda = 4800$ Å. Интенсивность излучения линейно возрастала с увеличением энергии электронов от 6 до 20 кэВ, степень поляризации была довольно высокой и составляла от 35 до 50%. В угловом распределении наблюдался максимум под углом 70°. Авторы пришли к заключению, что все исследованные характеристики допускают интерпретацию этого явления как переходного излучения. Для объяснения спектра им потребовалось предположить, что дисперсионная кривая гадолиния имеет весьма сложный вид с пятью характеристическими частотами в видимой и ультрафиолетовой областях спектра.

Резонансный характер спектра излучения, возбуждаемого электронами в гадолинии, принципиально отличающийся от исследованных ранее спектров других металлов, побудил нас провести дополнительное исследование свойств излучения *Gd*. Эксперименты проводились на мишени, использованной в работе^{/15/}, которую любезно предоставил нам К.Полян-

ски, но при более высоких энергиях электронов и с помощью иной методики.

Методика эксперимента

Свойства излучения исследовались с помощью установки, подробно описанной ранее^{/16/}. Пучок электронов от ускорителя направлялся в камеру, оборудованную для исследования различных характеристик излучения. Мишень могла помещаться в центре камеры так, чтобы пучок электронов попадал по нормали к ее поверхности, либо уводиться с траектории пучка при измерении фона. Свет, испускаемый мишенью под различными углами наблюдения в задней полусфере, с помощью пары поворачивавшихся зеркал направлялся на входную щель монохроматора без его перемещения. Перед входной щелью монохроматора находились кварцевая линза с фокусным расстоянием 100 мм, анализатор поляризации и диафрагма, ограничивающая телесный угол до величины $2,3 \times 10^{-3}$ ср.

Свет, испускаемый мишенью под фиксированным углом наблюдения (мониторный канал), без разложения в спектр выводился из камеры на фотокатод фотоумножителя при помощи пары неподвижных зеркал. Как в мониторинном, так и в спектрометрическом каналах излучение регистрировалось с помощью фотоумножителей, работающих в режиме счета отдельных фотонов.

Такие характеристики излучения, как угловые распределения, энергетические зависимости, спектры исследовались в непрерывном режиме, т.е. при постоянном за время экспозиции токе пучка на мишени. Длительность времени затухания излучения исследовалась при работе установки в импульсном режиме, который осуществлялся следующим образом. Из непрерывного пучка электронов с помощью отклоняющих пластин и диафрагмы формировались сгустки длительностью ~ 2 нс, которые с частотой 10 МГц бомбардировали мишень. Импульсы с фотоумножителя, соответствующие отдельным зарегистрированным фотонам, после формирования запускали канал "старт" времязащитного конвертера, а на канал "стоп" поступали импульсы, сформированные из синусоидального напряжения, используемого для прерывания пучка электронов. Таким образом, с помощью многоканального амплитудного анализатора можно было наблюдать статистически усредненную зависимость времени задержки фотонов, испущенных мишенью, относительно момента попадания на нее сгустка электронов.

Оптическая система спектрометрического канала содержит целый ряд отражающих и преломляющих поверхностей, что обусловило появление в ней собственной поляризующей способности, изменяющейся по спектру

и с углом наблюдения. Соответствующие поправки вносились на основании калибровочных измерений, выполненных с помощью вольфрамовой нити диаметром 0,1 мм, помещенной в центре камеры перпендикулярно плоскости наблюдения. Было проверено, что накаленная нить цилиндрической формы излучает по азимуту неполяризованный свет.

Спектральная калибровка монохроматора осуществлялась по линиям ртути с помощью лампы СВДШ.

Сведения об оптических параметрах Gd можно найти в нескольких работах [17-19]. Результаты, полученные различными авторами, не согласуются между собой. Расхождение, по-видимому, объясняется существенным влиянием способа приготовления образцов и условий эксперимента на результаты измерения оптических параметров. Чтобы избежать окисления поверхности, авторы вынуждены были проводить измерения оптических параметров в атмосфере инертных газов.

В наших экспериментах какие-либо меры против окисления не предпринимались. Подготовка поверхности мишени состояла в тщательной полировке с применением абразивных порошков и последующем промывании в этиловом спирте. Как отмечалось в работе [20], полировка приводит к образованию налёпа в поверхностном слое толщиной около 50 мкм, значительно превышающем глубину, с которой свет еще выходит в вакуум. Следовательно, остается неясным, в какой степени оптические параметры Gd , полученные в работах [17-19], могут характеризовать свойства поверхности используемой нами мишени. Все же отметим, что кривые дисперсии из работ [17-19] имеют плавный характер и не содержат каких-либо особенностей во всем диапазоне волн, для которых наблюдались максимумы в работе [15].

Следует отметить, что в процессе экспериментов, выполняемых в непрерывном режиме при токе пучка около 1 мкА, на поверхности мишени в месте попадания пучка наблюдалось изменение отражения света. След пучка наблюдался как на Gd мишени, так и на Ni , на которой были выполнены контрольные измерения выхода переходного излучения.

Результаты исследования свойств излучения

Предметом экспериментального исследования был, прежде всего, спектр излучения, возбуждаемого электронами в Gd , поскольку по результатам работы [15] он имеет резонансный характер, не встречавшийся ранее при исследовании переходного излучения. Спектр измерялся при энергии электронов 200 кэВ под углом наблюдения $\theta = 50^\circ$ при неизменной ширине выходной щели монохроматора. Спектральное разрешение

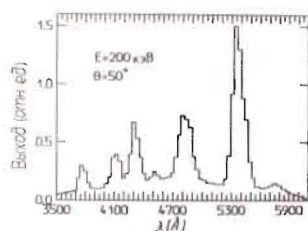


Рис.1. Спектр излучения, возбуждаемого электронами в Gd .

в этом случае составляло от 20 Å при $\lambda = 3800$ Å до 80 Å при $\lambda = 6000$ Å. Как видно на рис.1, спектр содержит семь четко выраженных максимумов на длинах волн: $\lambda_1 = 3780$ Å, $\lambda_2 = 4120$ Å, $\lambda_3 = 4300$ Å, $\lambda_4 = 4520$ Å, $\lambda_5 = 4800$ Å, $\lambda_6 = 5350$ Å, $\lambda_7 = 5750$ Å. Полуширина максимумов составляет примерно 100-150 Å, а положение шести из них довольно точно совпадает с положением максимумов, впервые наблюдавшихся в работе [15]. На рис.1 показан спектр, снятый при ориентации анализатора поляризации на пропускание волн с электрическим вектором в плоскости наблюдения, при перпендикулярной ориентации анализатора поляризации спектр практически не отличается. Это свидетельствует об отсутствии заметного вклада линейно поляризованного излучения, генерируемого в процессах, для которых направление вектора скорости частицы существенно.

Детальное исследование степени поляризации излучения проводилось при измерении угловых распределений. Были измерены угловые распределения излучения при энергии электронов 110 кэВ для трех наиболее интенсивных максимумов λ_3 , λ_5 и λ_6 . Все угловые распределения имеют вид, аналогичный показанному на рис.2 для λ_3 . Экспериментальные точки при обеих ориентациях анализатора поляризации, скорректированные на изменение чувствительности установки, ложатся на одну кривую, что подтверждает отсутствие поляризованного компонента излучения под различными углами наблюдения с точностью до экспериментальных ошибок. В целом угловое распределение в доступном для измерения диапазоне углов хорошо описывается законом Ламберта, характеризующим диффузно-светящиеся поверхности:

$$\frac{N(\theta)}{N(0)} = \cos \theta. \quad (2)$$

На рис.2 закон Ламберта воспроизводит линия, а экспериментальные точки нормированы к ней под углом 50° . Необходимо отметить, что при измерении угловых распределений для каждого угла наблюдения исследо-

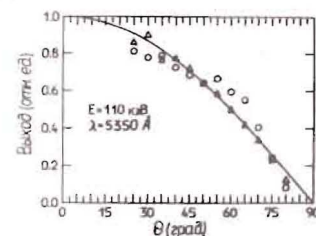


Рис.2. Угловое распределение излучения в Gd . Линия - закон Ламберта, экспериментальные точки - излучение волн с электрическим вектором в плоскости наблюдения (o) и в перпендикулярной к ней плоскости (Δ).

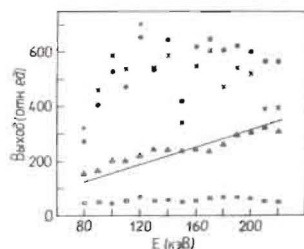


Рис.3. Зависимость выхода излучения с длиной волны $\lambda = 4800 \text{ \AA}$ от энергии электронов для Gd (\bullet , \times) и Ni (Δ , \square). Излучение волн с электрическим вектором в плоскости наблюдения — \bullet , Δ , в перпендикулярной к ней плоскости — \times , \square . Линия — теоретическая зависимость выхода переходного излучения.

наблюдения, представляет собой теоретическую энергетическую зависимость выхода переходного излучения. Степень поляризации излучения на Ni составляет 50-70%, а интенсивность сохраняет линейный рост во всем исследованном энергетическом диапазоне, но на уровне в 2-3 раза меньше, чем интенсивность излучения на Gd .

Таким образом, резонансный спектр, угловые распределения, подчиняющиеся закону Ламберта, отсутствие поляризации, нелинейная энергетическая зависимость выхода излучения на Gd находятся в очевидном противоречии со свойствами переходного излучения и имеют признаки, позволяющие интерпретировать это явление как катодолюминесценцию. Решающие аргументы в пользу такой интерпретации были получены при измерении времени затухания излучения.

На рис.4 показан временной спектр излучения, возбуждаемого сгустками электронов длительностью около 2 нс на поверхности Gd мишени. Временной спектр измерен под углом наблюдения $\theta = 25^\circ$ при энергии электронов 110 кэВ в максимуме $\lambda_3 = 4300 \text{ \AA}$ со спектральным разрешением $\Delta\lambda = 30 \text{ \AA}$ при ориентации анализатора поляризации на

вался участок спектра вблизи максимума, достаточный для того, чтобы убедиться, что измерения углового распределения проводятся в соответствующем максимуме.

Были выполнены измерения зависимости выхода излучения под углом $\theta = 40^\circ$ от энергии электронов для участка спектра шириной 200 \AA , содержащего максимум λ_5 . Показанные на рис.3 экспериментальные точки для Gd имеют значительный разброс, но тем не менее воспроизводят явно нелинейную энергетическую зависимость. Для сравнения на рис.3 приведены результаты исследования излучения на мишени из Ni для тех же экспериментальных условий. Прямая, наложенная на экспериментальные точки, соответствующие излучению, поляризованному в плоскости

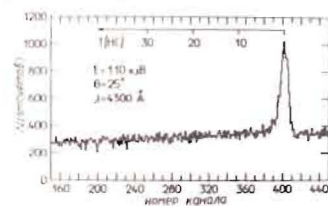


Рис.4. Длительность затухания излучения, возбуждаемого электронами в Gd .

пропускание волн с электрическим вектором в плоскости наблюдения. Временной спектр, набранный при перпендикулярной ориентации анализатора поляризации, имел аналогичный вид. На рис.4 хорошо видно, что основную часть излучения составляет компонент со временем затухания, значительно превышающим период следования сгустков электронов, равный 10^{-7} с, и только несколько процентов интенсивности приходится на быстро затухающий компонент со временем затухания менее 10^{-9} с (фон на рис.4 вычтен).

Время затухания медленного компонента слишком велико по сравнению с длительностью переходного излучения. Следовательно, толкование излучения, возбуждаемого электронами в Gd , как переходного полностью исключается. Время затухания медленного компонента значительно превосходит также время жизни возбужденных состояний атомов. Но критерий длительности затухания не накладывает на люминесценцию жестких ограничений со стороны больших времен. В конденсированных средах процесс поглощения и излучения энергии проходит через ряд этапов, причем некоторые из них могут иметь малую вероятность. И действительно, в некоторых используемых на практике люминофорах длительность затухания катодолюминесценции доходит до нескольких секунд.

Что касается быстро затухающего компонента, то его свойства из-за малости вклада детально не исследовались, а имеющиеся данные не позволяют сделать заключение о механизме его возбуждения.

Таким образом, Gd — пока единственный металл, излучение которого в широкой спектральной области, возбуждаемое электронами, почти целиком объясняется катодолюминесценцией. Не исключено, что детальное исследование свойств излучения с привлечением критерия длительности затухания может привести к обнаружению существенного вклада люминесценции в излучение других металлов, в спектрах которых наблюдались резонансы.

Авторы благодарны И.М.Франку за полезные обсуждения и ценные замечания.

Литература

1. Гинзбург В.Л., Франк И.М. ЖЭТФ, 1946, 16, с.15.
2. Кобзев А.П., Михалык С., Рутковски Е., Франк И.М. ЯФ, 1972, 15, с.326.
3. Frank A.L., Arakawa E.T., Birkhoff R.D., Phys.Rev., 1962, 126, p.1947.
4. Арутюнян Ф.Р. и др. ЖЭТФ, 1972, 62, с.1263.

5. Boersch H., Radloff C., Sauerbrey G. *Z.Physik*, 1961, 165, p.464.
6. Boersch H., Dobberstein P., Fritzsche D., Sauerbrey G. *Z.Physik*, 1965, 187, p.97.
7. Herickhoff R.J., Arakawa E.T., Birkhoff R.D. *Phys.Rev.*, 1965, A137, p.1433.
8. DiNardo R.P., Goland A.N., *Phys.Rev.*, 1971, B4, p.1700.
9. Arakawa E.T., Herickhoff R.J., Birkhoff R.D., *Phys.Rev. Lett.*, 1964, 12, p.319.
10. Bürker U., Steinmann W. *Phys.Stat.Sol.* 1965, 12, p.853.
11. Cram L.S., Arakawa E.T., *Phys.Rev.*, 1967, 153, p.455.
12. Brandmeier A.J., Jr, Arakawa E.T., *Z.Physik*, 1970, 239, p.337.
13. Dobberstein P., Sauerbrey G. *Phys.Lett.*, 1970, 31A, p.328.
14. Brandmeier A.J., Jr, Arakawa E.T., *Opt.Comm.* 1970, 2, p.257.
15. Michalak S., Nguyen Chau, Polanski K., *Acta Phys. Polon.* 1982, A61, p.39.
16. Кобзев А.П. ОИЯИ, РІЗ-І0585, Дубна, 1977.
17. Князев К.В., Носков М.М. ФММ, 1970, 30, с.214.
18. Erskine J.L., Blake G.A., Flaten C.J., *J.Opt.Soc.Am.*, 1974, 64, 1332.
19. Petrakian J.P., N.Akhmed Mokhtar, Fraisse R. *J.Phys. F : Metal Phys.*, 1977, 7(11), p.2431.
20. Князев К.В., Носков М.М. ФММ, 1971, 32, с.1189.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 сентября 1985 года.

Кобзев А.П., Кравчик А., Рутковски Е.
Оптическое излучение, возбуждаемое электронами в Gd

P14-85-690

Приведены результаты исследования различных характеристик излучения, возбуждаемого электронами в Gd. В спектре излучения наблюдается семь максимумов на длинах волн: 3780, 4120, 4300, 4520, 4800, 5350, и 5750 Å. Угловые распределения следуют закону Ламберта, поляризация отсутствует. Энергетическая зависимость выхода излучения в диапазоне энергии электронов 80-200 кэВ носит нелинейный характер. Для сравнения измерена энергетическая зависимость выхода переходного излучения с длиной волны 4800 Å на мишени из Ni. Выход излучения в Ni линейно растет с энергией электронов, но интенсивность его в 2-3 раза меньше, чем в Gd. Измерение времени затухания излучения в Gd показало наличие двух компонент с временем затухания, отличающимся на несколько порядков. Основной вклад в излучение, возбуждаемое электронами в Gd, вносит компонент с временем затухания, значительно большим 10^{-7} с. Все исследованные свойства излучения не находят объяснения в рамках теории переходного излучения, но допускают интерпретацию излучения в Gd как катодолуминесценции. Природа компонента с временем затухания, меньшим 10^{-9} с, не выяснена.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Kobzev A.P., Kravchuk A., Rutkowski E.
Optical Radiation Generated by Electrons in Gd

P14-85-690

The results of investigation of spectra, angular distributions, energy dependence and damping time of optical radiation generated by 80-200 keV electrons in Gd are presented. In radiation spectrum there were 7 maxima observed on 3780, 4120, 4300, 4520, 4800, 5350 and 5750 Å wave lengths. The angular distributions follow the Lambert law, the polarization is not observed. The measurement of radiation time damping in Gd has shown that there were two component having damping time which differ by a few orders. The main contribution to the radiation generated by electrons in Gd is due to the component having damping time considerably longer than 10^{-7} s. All the radiation properties investigated cannot be explained within the framework of the theory of transition radiation, however may be interpreted by cathodoluminescence. The matter of the component with damping time less than 10^{-9} s is not yet clear.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985