

Так, при $P/L = 7 \cdot 10^{-4}$, $W/L = 0,36$ максимальный коэффициент потерь составляет $u_{\text{пред}} = 2,32 \cdot 10^{-4}$, при $P/L = 4 \cdot 10^{-4}$, $W/L = 0,16$ $u_{\text{пред}} = 6,13 \cdot 10^{-5}$. Отметим, что на практике реальные потери при разделении изотопов вольфрама в виде WF_6 на центробежном каскаде меньше полученных $u_{\text{пред}}$.

Таким образом, метод, основанный на последовательном приближении фактора разделения ступеней прямоугольного каскада, сохраняет преимущества метода квазилинеаризации, но значительно превышает его устойчивость и скорость сходимости итерационного процесса. Максимальный коэффициент потерь, при котором обеспечивается заданная точность решения, заметно превосходит потери рабочего вещества, имеющие место в практике разделения стабильных изотопов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Баранов В.Ю. Изотопы — производство и применение. — В кн.: Межд. научная конф. «Ядерный век: наука и общество». М.: ИздАТ, 2004, с. 109—154.
2. Филиппов И.Г. Метод расчета разделительных каскадов с большими обогащениями на ступенях. — Теор. основы хим. технологии, 1996, т. 30, № 2, с. 175—179.
3. Potapov D.V., Sulaberidze G.A., Chuzinov V.A., Filipov I.G. On calculating of squared-off cascades for multicomponent isotope separation. — In: Proc 5th Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases. Iguassu Falls, Brazil, 1996, p. 13—23.
4. Руднев А.И., Сазыкин А.А. Усовершенствованный метод расчета разделения многокомпонентных смесей на центробежных каскадах. — В сб.: II Всерос. (межд.) научная конф. «Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул». Звенигород, 1—5 октября 1997 г., с. 159—161.
5. Холпанов Л.П., Потапов Д.В., Сулаберидзе Г.А., Чужин В.А. Эффективный метод расчета каскадов для разделения многокомпонентных изотопных смесей. — Хим. пром., 1998, № 3, с. 44—50.
6. Wu Hongjiang, Ying Chuntong, Liu Guangjun. Calculational methods for determining the distribution of components in a separation cascade for multicomponent mixture. — Sep. Sci. Technol., 1998, v. 33(6), p. 887—898.
7. Zeng Shi, Ying Chuntong. A robust and efficient calculation procedure for determining concentration distribution of multicomponent mixtures. — Ibid., 2000, v. 35(4), p. 613—622.
8. Zeng Shi, Ying Chuntong. A second-order time accurate method for determining concentration distribution of multicomponent mixtures. — Ibid., 2000, v. 35(5), p. 729—741.
9. Потапов Д.В., Сулаберидзе Г.А., Холпанов Л.П. Расчет прямоугольно-секционированного каскада путем приближения фактора разделения. — Теор. основы хим. технологии, 2000, т. 34, № 2, с. 147—151.
10. Цюаньсинь Се, Борисевич В.Д., Потапов Д.В., Сулаберидзе Г.А. Разделение многокомпонентных изотопных смесей в прямоугольном каскаде с потерями рабочего вещества. — Инженерная физика, 2006, № 2, с. 30—34.
11. Борисевич В.Д., Литвин Ю.В., Сулаберидзе Г.А. Расчетно-теоретические исследования при обогащении изотопов кадмия на газовых центрифугах. — Теор. основы хим. технологии, 2007, т. 41, № 6, с. 655—661.
12. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1973.

Поступила в Редакцию 24.09.07

УДК 620.192.004.6

ВЛИЯНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫХ НАРУШЕНИЙ СТРУКТУРЫ КВАРЦЕВЫХ ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДОВ НА ОБРАЗОВАНИЕ ДЕФЕКТОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Акчурин Н. (Техасский техн. ун-т, США), Ашулов М.Х., Байджанов М.И., Ибрагимов Ж.Д.,
Рустамов И.Р. (НПО «Фонон», ИЯФ АН РУз), Гасанов Э.М., Нуриддинов И.,
Юлдашев Б.С. (ИЯФ АН РУз)

В настоящее время установлено, что в кварцевых волоконных световодах в зависимости от содержания примесей, ОН-групп, типа оболочки и условий вытягивания возникают различные дефекты структуры, концентрация которых изменяется в широких пределах [1—3]. Поэтому волоконные световоды являются удобными объектами для изучения влияния дефектов структуры на процесс дефектообразования при последующем облучении. Результаты исследований радиационно-стимулированных процессов в во-

локонных световодах необходимы для усовершенствования теории радиационного повреждения и могут быть использованы при разработке способов повышения радиационной стойкости или чувствительности волоконных световодов к воздействию излучения.

Целью настоящей работы являлось исследование спектров поглощения необлученных и предварительно облученных нейтронами волоконных световодов до и после дополнительного γ -облучения.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Объектами исследования являлись волоконные световоды марки FVP-300, -400 (кварц-кварцевые), изготовленные фирмой «Polymico». По данным изготовителя концентрация ОН-групп в сердцевине волоконных световодов из чистого кварцевого стекла составляет $\sim 1000 \text{ млн}^{-1}$. Образцы облучали в ядерном реакторе ВВР-СМ ИЯФ АН РУз до флюенса нейтронов 10^{12} и 10^{14} см^{-2} ($E > 0,1 \text{ МэВ}$). Мощность сопутствующего γ -излучения, определенная с помощью дозиметра на основе кварцевого стекла марки КИ, составляет 1250 Р/с. Для определения вклада быстрых нейтронов и сопутствующего γ -излучения реактора в образование дефектов изучены абсорбционные характеристики необлученных и предварительно облученных до разного флюенса нейтронов волоконных световодов до и после воздействия разной дозы γ -излучения источника ^{60}Co . Отметим, что погрешность определения дозы γ -облучения составляет $\sim 10\%$, флюенса нейтронов — 10—15%. Дополнительно образцы облучали при мощности 670 Р/с, температуре 40°C и сразу после облучения измеряли спектр пропускания. Спектр потерь $A(\lambda)$ вычисляли по формуле

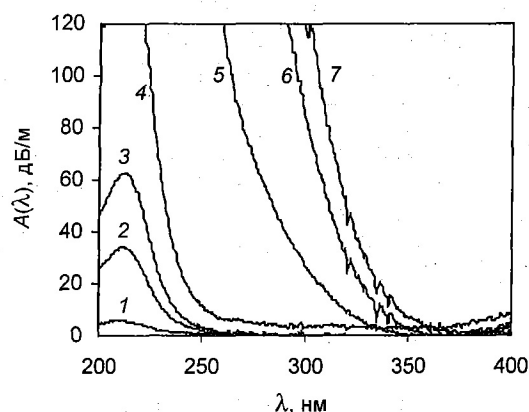
$$A(\lambda) = (10/L) \lg [T(\lambda)/T_0(\lambda)],$$

где $T_0(\lambda)$, $T(\lambda)$ — пропускание образца до и после облучения; L — длина образца, м.

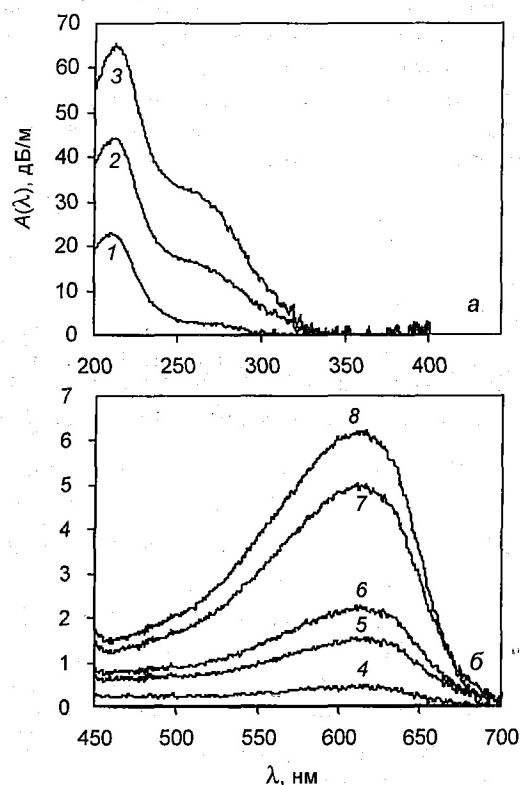
Исследования показали, что до дозы γ -облучения $5 \cdot 10^4$ рад в области длины волны 200—400 нм в спектре потерь необлученных световодов наблюдается полоса поглощения с максимумом при 210 нм, причем при дозе более $5 \cdot 10^4$ рад ее интенсивность выше предела измерения прибора. При этом полосы с явными максимумами отсутствуют, и нижний край поглощения сдвигается в область большой длины волны. В спектре предварительно облученных нейтронами волоконных световодов при дозе 10^5 рад наблюдаются полосы с максимумом при 210 и 250—260 нм, интенсивность которых увеличивается до дозы 10^6 рад. При дозе $5 \cdot 10^6$ рад происходит такой же рост интенсивности полосы поглощения в область большой длины волны. В области длины волны 450—700 нм в спектре потерь как необлученных, так и предварительно облученных волоконных световодов существует одна полоса с явным максимумом

при 610 нм. Поэтому для исследования влияния γ -излучения на кинетику накопления центров окраски в волоконных световодах необлученных и предварительно облученных до разного флюенса нейтронов изучена зависимость интенсивности полосы 610 нм от дозы до 10^8 рад.

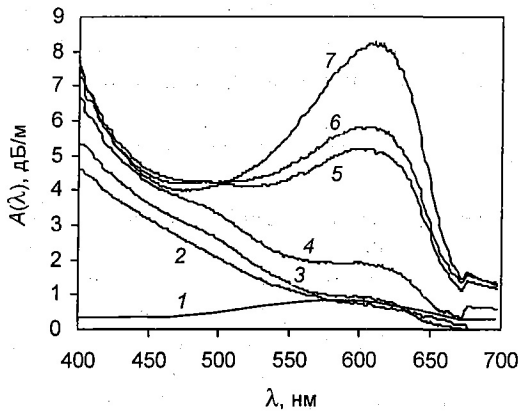
На рис. 1, 2 для примера приведены спектры потерь необлученных и предварительно облученных до флюенса нейтронов 10^{12} см^{-2} воло-



Р и с. 1. Спектры оптических потерь необлученного волоконного световода FVP-300 после γ -облучения до дозы 10^3 (1), $5 \cdot 10^3$ (2), 10^4 (3), $5 \cdot 10^4$ (4), $5 \cdot 10^6$ (5), $5 \cdot 10^7$ (6), 10^8 рад (7)



Р и с. 2. Спектры оптических потерь волоконного световода FVP-300 в ультрафиолетовой (а), видимой области спектра (б), облученного до флюенса 10^{12} см^{-2} , после дополнительного γ -облучения до дозы 10^5 (1), $5 \cdot 10^5$ (2), 10^6 (3, 4), $5 \cdot 10^6$ (5), 10^7 (6), $5 \cdot 10^7$ (7), 10^8 рад (8)

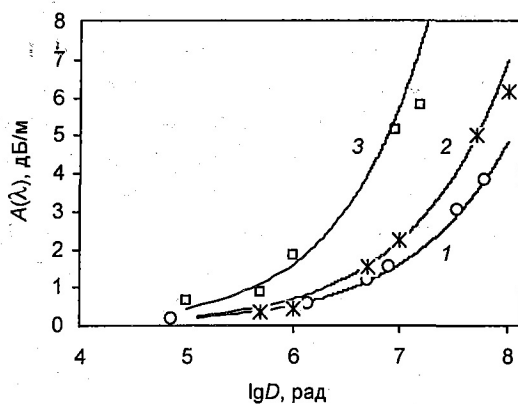


Р и с. 3. Спектры оптических потерь волоконного световода FVP-400, облученного до флюенса 10^{14} см $^{-2}$ (1), после дополнительного γ -облучения до дозы 10^5 (2), $5 \cdot 10^5$ (3), 10^6 (4), $9 \cdot 10^6$ (5), $1,5 \cdot 10^7$ (6), $6,5 \cdot 10^7$ рад (7)

конных световодов FVP-300 после облучения разной дозой γ -излучения. Спектры потерь волоконных световодов FVP-400, облученных до флюенса нейтронов 10^{14} см $^{-2}$, до и после дополнительного облучения разной дозой γ -излучения приведены на рис. 3.

Установлена линейная зависимость $A(\lambda)$ при длине волны 610 нм от дозы γ -облучения для необлученных волоконных световодов от дозы до $5 \cdot 10^6$ рад и резкий рост при большой дозе. В предварительно облученных до флюенса 10^{12} и 10^{14} см $^{-2}$ световодах резкий рост $A(\lambda)$ начинается при $5 \cdot 10^6$ и 10^6 рад соответственно (рис. 4).

Согласно данным [3] при вытягивании в волоконных световодах создаются $\equiv\text{Si}(E')$ -центры, которые обуславливают появление полосы поглощения с максимумом при 210 нм [4]. Увеличение интенсивности полосы поглощения 210 нм с ростом дозы γ -облучения связано с соз-



Р и с. 4. Кинетика изменения зависимости $A(\lambda)$ при 610 нм для необлученного (1) и облученного до флюенса нейтронов 10^{12} (2), 10^{14} см $^{-2}$ (3) волоконного световода FVP-300 после дополнительного γ -облучения

данием дополнительных E' -центров [5, 6]. Следует отметить, что в кварцевых стеклах под действием γ -излучения наряду с E' -центром образуются также $\equiv\text{Si}-\text{Si}\equiv$ -центры и немостиковые атомы кислорода ($\equiv\text{Si}-\text{O}^-$ -центры). Полоса поглощения $\equiv\text{Si}-\text{Si}\equiv$ -центра находится при 242—248 нм, немостиковых атомов кислорода — 260 нм. Образование $\equiv\text{Si}-\text{Si}\equiv$ -центра возможно при прямом выбивании нейтронами атомов кислорода и при встрече двух $\equiv\text{Si}$ -центров: $\equiv\text{Si} + \text{Si}\equiv \rightarrow \equiv\text{Si}-\text{Si}\equiv$. С ростом дозы облучения их концентрация повышается, что приводит к сдвигу нижнего края поглощения в область большой длины волны.

На рис. 1, 2 видно, что в облученных нейтронами волоконных световодах интенсивность полосы 210 нм меньше, чем в необлученных. Это и появление полосы 250 нм дает основание считать, что часть $\equiv\text{Si}-\text{Si}\equiv$ -центров образуется при встрече двух $\equiv\text{Si}$ -центров. Немостиковые атомы кислорода при нейтронном облучении возникают как за счет разрыва $\equiv\text{Si}-\text{O}-\text{Si}\equiv$ -связей, так и удаления водорода из $\equiv\text{Si}-\text{OH}$ -центров. Естественно полагать, что появление полосы с максимумом при 250—260 нм в спектре поглощения облученных нейтронами волоконных световодов связано с созданием $\equiv\text{Si}-\text{Si}\equiv$ -центров и немостиковых атомов кислорода.

Обнаруженное двухстадийное увеличение интенсивности полосы 610 нм по мере роста дозы γ -облучения можно интерпретировать следующим образом. В предварительно необлученных волоконных световодах существуют немостиковые атомы кислорода [3], ответственные за появление полосы поглощения при 610 нм, и их предшественники. В интервале дозы γ -облучения 10^3 — $5 \cdot 10^6$ рад интенсивность полосы 610 нм возрастает как за счет захвата дырок, так и удаления водорода из $\equiv\text{Si}-\text{OH}$ -центров. При 10^7 рад начинается образование дополнительных немостиковых атомов кислорода за счет разрыва напряженных $\equiv\text{Si}-\text{O}-\text{Si}\equiv$ -связей, что приводит к резкому росту интенсивности полосы поглощения 610 нм. Повышение флюенса нейтронов сопряжено с образованием множества дефектов и, следовательно, увеличением концентрации напряженных $\equiv\text{Si}-\text{O}-\text{Si}\equiv$ -связей. При воздействии γ -излучения доминирует раз-

рыв напряженных $\equiv\text{Si}-\text{O}-\text{Si}\equiv$ -связей [7]. В результате с ростом дозы γ -облучения повышается концентрация E' -центров и немостиновых атомов кислорода, а также уменьшается доза γ -излучения, при которой начинается создание дополнительных немостиновых атомов кислорода.

Аппроксимация данных показывает, что дозовая зависимость полосы 610 нм следует закону $0,7 \cdot 10^{-3} D^k$ (см. рис. 4). При этом коэффициент k для необлученного образца составляет 0,48, предварительно облученного до флюенса нейтронов 10^{12} и 10^{14} см^{-2} — 0,5 и 0,56 соответственно. Видно, что накопление центров окраски в течение второй стадии в предварительно облученных образцах происходит более резко, чем необлученных.

Полученные результаты качественно согласуются с данными [5] по исследованию методом электронного парамагнитного резонанса дозовой зависимости концентрации E' -центров и центров немостинового атома кислорода в кварцевых стеклах КСГ с высоким содержанием ОН-групп при облучении γ -квантами ^{60}Co . Однако следует отметить, что в работе [5] не обнаружен резкий рост интенсивности полосы поглощения при увеличении дозы γ -излучения.

В заключение авторы выражают благодарность А.Х. Исламову и Ш.Х. Исмоилову за участие в проведении некоторых экспериментов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Nagasawa K., Hoshi Y., Ohki Y., Yahagi K. Radiation effects on pure-silica-core fibers by γ -rays: relation between 2 eV band and non-bridging oxygen hole centers. — J. Appl. Phys., 1986, v. 25, № 3, p. 464—468.
2. Nagasawa K., Tohmon R., Ohki Y. Effect of cladding material on 2-eV optical absorption in pure-silica core fibers and method to suppress the absorption. — Ibid., 1987, v. 26, № 1, p. 148—151.
3. Hibino Y., Hanafusa H. Formation mechanism of drawing-induced peroxy radicals in silica optical fibers. — Ibid., 1987, v. 62, № 4, p. 1433—1436.
4. Бреховских С.М., Викторова Ю.Н., Ланда Л.М. Радиационные эффекты в стеклах. М.: Энергоатомиздат, 1982. 184 с.
5. Дианов У.М., Корниенко Л.С., Никитин Е.И. и др. Кинетика накопления радиационных дефектов в некоторых особо чистых кварцевых стеклах и волоконных световодах. — ФХС, 1980, т. 6, № 3, с. 335—339.
6. Гаврилов В.Б., Голутвин А.И., Герштейн Ю.С. и др. Спектры поглощения волоконных световодов из чистого кварца, облученных гамма-квантами от ^{60}Co . — Приборы и техника эксперимента, 1997, № 4, с. 23—32.
7. Imai H., Arai K., Isoya J. e.a. Generation of E' -centers and oxygen hole centers in synthetic glasses by γ -irradiation. — Phys. Rev. B, 1993, v. 48, № 5, p. 3116—3127.

Поступила в Редакцию 31.01.07

УДК 621.384.634

ПРОДОЛЬНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НЕПРЕРЫВНОГО ПУЧКА В ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ

Иванов С.В. (ГНЦ РФ — ИФВЭ)

В работе изучается продольная когерентная неустойчивость непрерывного пучка, циркулирующего в протонном синхротроне при постоянной энергии. Непрерывным называется пучок, движущийся вне (возможно, вблизи) пустых стационарных сепаратрис синусоидального ускоряющего электрического поля. Такой пучок не сгруппирован в сгустки, но и не является однородным по азимуту. Приближение азимутально-однородного пучка достигается асимптотически по мере удаления непрерывного от сепаратрис.

Исследование особенностей развития продольной когерентной неустойчивости в непрерывном пучке представляет не только методи-

ческий, но и практический интерес. Действительно, в протонном синхротроне У-70 ГНЦ ИФВЭ с 2006 г. используется режим стохастического медленного вывода пучка [1, 2]. В этом режиме циркулирующий пучок энергией 50—60 ГэВ, ожидающий вывода, является непрерывным и движется за пределами пустых (не заполненных частицами) сепаратрис вспомогательного ускоряющего поля частотой 200 МГц. Управляемый фазовый шум этого поля приводит к медленной диффузии пучка в направлении сепаратрис. Они играют роль «поглощающей стенки» (стока) задачи диффузии. Поэтому в У-70 одна из границ непрерывного пучка еще и касается сепаратрис. На этой границе пучок