

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

02;12  
© 1995 г.

Журнал технической физики, т. 65, в. 10, 1995

## ЭФФЕКТ ОБРАТНОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ В ДЛИННОВОЛНОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА

К.А.Боярчук, Ю.П.Свирко

Институт общей физики РАН,  
117942, Москва, Россия  
(Поступило в Редакцию 4 октября 1994 г.)

Явление комптоновского рассеяния на релятивистских электронах широко обсуждается в настоящее время в связи с лазерной генерацией в рентгеновском и гамма-диапазонах [1-3]. Действительно, в результате акта рассеяния заметная часть энергии электрона передается фотону, т.е. длина волны уменьшается. В нелинейном режиме такой механизм позволяет в принципе создать лазер рентгеновского диапазона [3], хотя эта задача к настоящему времени еще далека от разрешения.

Однако классическая задача о рассеянии электромагнитной волны свободным зарядом приобретает сегодня особую актуальность в связи с разработкой новых методов дистанционного зондирования областей повышенной ионизации, в том числе и обусловленной радиоактивными загрязнениями атмосферы [4]. Оказывается, что в спектре ряда продуктов распада, например  $I^{131}$ , преобладают  $\gamma$ -кванты с энергиями в несколько сотен килоэлектронвольт, что сравнимо с энергией покоя электрона около 0.5 МэВ. Взаимодействуя с молекулой воздуха,  $\gamma$ -квант ионизирует ее, причем высвободившемуся при этом электрону передается заметная часть энергии  $\gamma$ -кванта. Таким образом, в воздухе, подверженном воздействию ионизирующего излучения, создается некоторая концентрация быстрых электронов, а ее величина пропорциональна числу распадов в секунду и длине свободного пробега высокоэнергетичных электронов. Естественно, что возможное рассеяние световой волны на этих электронах может обеспечить сигнал на длине волны, заметно отличной от зондирующей. Амплитуда его будет пропорциональна степени ионизации, т.е. уровню радиоактивного загрязнения атмосферы.

В настоящей работе речь пойдет в основном об оптическом диапазоне. Мы покажем, что явление комптоновского рассеяния может иметь место в длинноволновой области спектра, причем его экспериментальная реализация открывает перспективы использования этого эффекта для мониторинга ионизирующих излучений в атмосфере.

Рассмотрим простейший случай обратного рассеяния при коллинеарном распространении электронного и фотонного пучков; при рассеянии световой волны частотой  $\nu$  на электроне, распространяющемся со скоростью  $v$  в противоположном направлении, частота рассеянной волны равна  $\nu_s = u\nu$ , где  $u = (1 + \beta)/(1 - \beta)$ ,  $\beta = v/c$ ,  $c$  — скорость света. В релятивистском пределе ( $\beta \approx 1$ ) частота рассеянной волны удовлетворяет соотношению

$$\nu_s/\nu = 4(E/E_0)^2, \quad (1)$$

где  $E_0 = mc^2$ , энергия электрона

$$E = E_0 / (1 - \beta^2). \quad (2)$$

Сечение рассеяния определяется известной формулой Клейна–Нишины [2], согласно которой рассеянная назад в телесный угол  $d\Omega$  мощность  $dP$  равна

$$dP = (1 + \beta)u^2 r_e^2 I d\Omega, \quad (3)$$

где  $r_0 = e^2/mc^2$  — классический радиус электрона,  $I$  — плотность мощности зондирующей световой волны.

Ограничимся простейшим случаем, предположив, что  $\gamma$ -квант приводит к движению электрона в том же направлении, энергия комптоновского электрона при этом равна [5]

$$E/E_0 = [(1 + \varepsilon)^2 + \varepsilon^2] / [(1 + \varepsilon)^2 - \varepsilon^2], \quad (4)$$

где  $\varepsilon = E_\gamma/E_0$ ,  $E_\gamma$  — энергия  $\gamma$ -кванта.

С учетом, что  $E = E_0 / (1 - \beta^2)$ , частота рассеянной световой волны равна

$$\nu_s = \nu(1 + 2\varepsilon)^2. \quad (5)$$

Таким образом, из (4) следует, что если в исследуемом объеме  $N_e$  электронов, то за 1 с в телесный угол  $\Delta\Omega$  излучается

$$dN_s/dt = (\Delta P/h\nu_s)\Delta\Omega = N_e \left\{ (1 + 2\varepsilon)^4 / [(1 + \varepsilon)^2 + \varepsilon^2] \right\} (r_e^2 I \Delta\Omega/h\nu). \quad (6)$$

Стационарное число электронов может быть оценено из длины свободного пробега комптоновского электрона  $L_\gamma$  в воздухе

$$N_e = (dN_\gamma/dt)(L_\gamma/v) = (dN_\gamma/dt)(L_\gamma/c) [(1 + \varepsilon)^2 + \varepsilon^2] / 2\varepsilon(1 + \varepsilon), \quad (7)$$

где  $(dN_\gamma/dt)$  задает число распадов в секунду в исследуемом объеме, а  $L_\gamma$  может быть найдена на основе известной формулы Фламерцфельда [6]

$$L_\gamma \approx 85 \left( (5.6E_\gamma^2 + 1)^{1/2} - 1 \right), \quad (8)$$

где  $L_\gamma$  в см, а  $E_\gamma$  в Мэв.

В наиболее интересном для нас диапазоне  $0.1 < \varepsilon < 1$  (энергия покоя электрона  $E_0 \approx 0.5$  МэВ)  $L_\gamma \approx 1$  м. Отношение числа рассеянных фотонов  $N_s = (dN_s/dt)\tau$ , где  $\tau$  — длительность зондирующего импульса, в телесный угол  $\Delta\Omega = S/R^2$  ( $S$  — сечение исследуемого объема,  $R$  — расстояние до него) к числу зондирующих фотонов  $N_0 = W/h\nu$  ( $W$  — энергия зондирующего импульса) равно

$$N_s/N_0 \approx (dN_\gamma/dt)10^{-8}(r_e/R)^2. \quad (9)$$

Таким образом, количество отраженных фотонов пропорционально энергии зондирующего пучка и не зависит от линейных размеров рассеивающей области. Поскольку  $r_e \approx 3 \cdot 10^{-13}$  см, то при  $R = 1$  м обнаружение эффекта на комptonовских электронах, образующихся в количестве  $dN_\gamma/dt \approx 10^{15}$  в секунду, требует при уровне регистрации 1 фотона/с энергии светового импульса на длине волны 10 мкм в 10 Дж.

Перспективное улучшение чувствительности метода в принципе позволяет использовать данные результаты для дистанционного зондирования радиоактивных аномалий в нижних слоях атмосферы, например в районе АЭС, при эксплуатации которых за счет тех или иных технологий непрерывно или периодически выделяется часть радиоактивных веществ из первого контура реактора в область вентилируемых технологических помещений, а затем в атмосферу [7].

Для воздуха диапазон энергий  $\gamma$ -квантов, в котором преобладает эффект комptonовского рассеяния, находится в пределах  $20 \text{ кэВ} < E_\gamma < 23 \text{ МэВ}$  [8]. Нас же будет интересовать диапазон от 0.2 до 1 МэВ, в который попадают значения энергий  $\gamma$ -квантов, образующихся при распаде основных изотопов ( $I^{131}$ ,  $Sr^{90}$ ,  $Cs^{137}$ ), поступающих в атмосферу при типичных авариях АЭС. Например, при аварии промышленного уранографитового реактора с воздушным охлаждением в Уиндскейне в октябре 1957 г. в атмосферу было выброшено более 20 000 кюри долгоживущего  $I^{131}$ . Взрыв емкости с радиоактивным содержимым на ПО "Маяк" в 1957 г. дал 20 млн кюри, а авария на АЭС в "Три-Майл-Айленде" в 1979 г. и самая крупная авария на Чернобыльской АЭС в 1986 г. — 50 млн кюри  $I^{131}$ ,  $Sr^{90}$  и  $Cs^{137}$  [9,10].

Так, для  $I^{131}$  основные линии  $\gamma$ -распада соответствуют энергиям [11] 80 кэВ — 6%, 283 кэВ — 6%, 364 кэВ — 80%, 638 кэВ — 15%. Таким образом, основной поток  $\gamma$ -излучения от  $I^{131}$  будет соответствовать энергиям порядка 364 кэВ. Отметим, что основной выброс аварии в Уиндскейне проходил через вентиляционную трубу АЭС. Как недавно было показано с помощью методов СВЧ локации [12], здесь, вероятно, имел место направленный поток  $\gamma$ -квантов. В результате эффекта Комптона образуется поток быстрых электронов в том же направлении с энергией около 250 кэВ [2,8]. При рассеянии светового пучка на этих электронах будет иметь место эффект обратного комptonовского рассеяния, который приведет к появлению в спектре рассеянного света компоненты, на частоте которой примерно в шесть раз больше зондирующей.

Таким образом, сечение обратного комptonовского рассеяния пропорционально концентрации релятивистских электронов, которая в свою очередь определяется потоком  $\gamma$ -излучения. Это позволяет использовать данный эффект для дистанционного контроля уровня радиоактивного загрязнения.

- [1] Pantell R.H., Soncini G., Puthoff H.E. // IEEE J. QE. 1964. Vol. QE-4. N 11. P. 905-908.
- [2] Klein O., Nishina Y. // Z. Physik. 1929. Vol. 52. P. 853-868.
- [3] Молчанов А.Г. // УФН. 1972. Т. 106. № 1. С. 165-184.
- [4] Reiter R. Phenomena in Atmospheric and Environmental Electricity. Amsterdam: Elsevier, 1992. 643 с.
- [5] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967.
- [6] Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного и бета-излучения. М., 1969. 134 с.
- [7] Четочкин Ю.В., Яшкин Е.К., Ещерикин В.М. Очистка радиоактивных газообразных отходов АЭС. М.: Энергоатомиздат, 1986. 152 с.
- [8] Лейпунский О.И., Новожилов Б.В., Сатаров В.Н. Распространение гамма-квантов в веществе. М.: Физматгиз, 1960. 207 с.
- [9] Вытовский А.В., Зараев О.М. Горячие аэрозольные частицы при техническом использовании атомной энергии. М.: Атомиздат, 1974. 253 с.
- [10] Айбулатов Н.А., Артюхин Ю.В. Геология шельфа и берегов мирового океана. СПб.: Гидрометеоздат, 1993. 304 с.
- [11] Бета- и гамма-спектроскопия / Под ред. К.Зигбана. М.: ГИФМЛ, 1959. 906 с.
- [12] Боярчук К.А., Кононов Е.Н., Лятов Г.А. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19. Вып. 6. С. 67-73.

06;07  
© 1995 г.

*Журнал технической физики, т. 65, в. 10, 1995*

## РОЛЬ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ В ФОРМИРОВАНИИ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СПЕКТРОВ ПОРИСТОГО КРЕМНИЯ

*В.Б.Пикулев, С.Н.Кузнецов, А.М.Ильин*

Петрозаводский государственный университет им. О.В.Куусинена,  
185640, Петрозаводск, Россия  
(Поступило в Редакцию 14 сентября 1994 г.)

При теоретическом рассмотрении проблемы квантового связывания в пористом кремнии (ПК) возможны два альтернативных подхода: либо модель проволок (квазиодномерность), либо модель точек (квазинульмерность). К сожалению, достигнутое разрешение методов структурного анализа слоев ПК не позволяет однозначно судить о том, насколько реальная морфология соответствует той или иной модели. Это порождает с учетом разнообразия условий приготовления ПК противоречивые трактовки механизмов люминесценции. В частности, длительное время обсуждается вопрос о доминирующей размерности в структуре ПК. По-видимому, методологически более правильно исследовать такие слои ПК, условия получения которых формируют преимущественную размерность, например квазиодномерность. В отсутствие надежных структурных данных косвенным показателем однородности слоя ПК может служить ширина фотолюминесцентной (ФЛ) полосы при стационарном возбуждении умеренной мощности. Основная цель предлагаемой работы состояла в получении цельной картины динамических и стационарных характеристик ФЛ слоев пористого кремния, приготовленных в специально подобранных и хорошо контролируемых условиях.