

ЛИТЕРАТУРА

1. Prescott C.Y., Atwood W.B., Cottrell K.L.A. et al. — Phys. Lett., 1978, vol. 77B, p. 347.
2. Барков Л.М., Золотарев М.С., Хрунцов И.Б. — УФН, 1980, т. 132, с. 409.
3. De Forest T. — Ann. Phys., 1967, vol. 45, p. 365.
4. Pritchett P.L., Walecka J.D., Zucker P.A. — Phys. Rev., 1969, vol. 184, p. 1825.
5. Donnelly T.W., Peccei R.D. — Phys. Rep., 1979, vol. 50, p. 1.
6. Feinberg G. — Phys. Rev., 1975, vol. D12, p. 3575.
7. Walecka J.D. — Nacl. Phys., 1977, vol. A285, p. 349.

УДК 621.385.69

Ф И З И К А

А.А. ВЕРТИЙ, академик АН УССР В.П. ШЕСТОПАЛОВ

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ГЕНЕРАТОРАХ ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ — ЛАЗЕРАХ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В первых экспериментах [1], проводимых в оптическом диапазоне, имелись существенные трудности в доказательстве открытия нового радиационного эффекта — дифракционного излучения, возникающего при равномерном и прямолинейном движении вблизи дифракционной решетки. Это было связано с особыми требованиями, которые предъявлялись к прицельному расстоянию и скорости движения заряженных частиц. Они оказывались такими, что наряду со слабым дифракционным излучением появлялось сравнительно мощное свечение разогретого электронным потоком металла решетки. Наличие в таком световом излучении *H*-поляризованной его части послужило достоверным доказательством существования дифракционного излучения. Последующие теоретические и экспериментальные исследования [2] полностью подтвердили тот факт, что если вблизи плоской дифракционной решетки перпендикулярно ее элементам движется неограниченный плоский электронный поток, то при определенных условиях возникает *H*-поляризованное дифракционное излучение.

Известно, что механизм дифракционного излучения является физической основой генераторов дифракционного излучения (ГДИ) [2] — одной из разновидностей лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) [3]. Для ГДИ характерно наличие высокодобротного открытого резонатора (о.р.), на одном из зеркал которого, частично его покрывая, расположена дифракционная решетка и движущийся вблизи нее электронный поток. С помощью о.р. образуется обратная связь, селекция мод и вывод энергии ГДИ в нагрузку.

Многочисленные теоретические и экспериментальные исследования ГДИ-ЛСЭ ставили своей задачей анализ амплитудных и фазовых характеристик этого устройства [2]. Предполагалось, что поляризационные свойства электромагнитных полей, возникающих при движении электронного потока вблизи дифракционной решетки в ГДИ-ЛСЭ, соответствуют выработанным представлениям, характерным для идеализированных ситуаций, когда учитывается взаимодействие электронного потока с электрической компонентой с.в.ч. поля, перпендикулярной элементам решетки. Последнее и приводит к устоявшемуся мнению о том, что идущее в нагрузку излучение ГДИ-ЛСЭ имеет одну *H*-поляризованную часть.

В последнее время проведены тщательные исследования поляризованных свойств электромагнитных полей о.р., применяемых в ГДИ [4]. Оказывается, что утверждение о линейной *H*-поляризованной структуре излучения ГДИ справедливо

лишь в том случае, когда дифракционная решетка является поляроидом с высокой поляризационной селективностью, т.е. обеспечивает полное снятие поляризационного вырождения в спектре о.р. В длинноволновой области для отражательной дифракционной решетки (о.д.р.) модули коэффициентов отражения E - и H -поляризованных компонент поля обычно равны между собой. Главной причиной, приводящей к снятию поляризационного вырождения колебаний в о.р., является различие в фазах коэффициентов отражения этих волн. В одноволновом диапазоне [5] матрица фазовой анизотропии дифракционной решетки может быть представлена в следующем виде:

$$(1) \quad M = \begin{pmatrix} e^{i \cdot 2\gamma z_0} & 0 \\ 0 & \exp \left(i \cdot 2 \arctg \frac{\theta \operatorname{tg} \kappa h}{1 - \kappa \ln \sin \theta} \right) \end{pmatrix},$$

где z_0 определяет положение эквивалентной отражающей плоскости относительно поверхности решетки, θ — коэффициент заполнения, h — глубина дифракционной решетки, $\kappa = l/\lambda$ — безразмерный частотный параметр, l — период решетки, λ — длина волны.

Для реализуемых на практике значений $\kappa = 0,2$, $\theta = 0,2$, $h \sim l$ разность фаз между ортогональными компонентами электромагнитного поля в отраженной волне составляет $\sim 15^\circ$. Учитывая, что значение добротности о.р. не превышает 3000—5000, можно считать, что расщепление спектра за счет этой анизотропии практически неразличимо, т.е. резонансные кривые для колебаний с ортогональными поляризациями полей сильно перекрываются. Следовательно, такие о.д.р. не обладают высокой поляризационной селективностью. Если к тому же учесть, что решетка нанесена на цилиндрическом зеркале резонатора (рис. 1), то выбором величины радиуса кривизны зеркала такое расщепление может быть скомпенсировано. Это приведет к появлению поляризационно вырожденных колебаний в спектре резонатора. При этом в о.р. ГДИ могут поддерживаться колебания с произвольной ориентацией составляющих электромагнитного поля относительно элементов решетки.

Следовательно, если в реальном ГДИ при движении электронов вблизи решетки возникнут причины, вызывающие изменения в поляризации дифракционного излучения, то они могут быть зарегистрированы в поляризационной структуре резонансного поля о.р. ГДИ. При помощи квазиоптического резонансного поляриметра [4] проводили специальные эксперименты по обнаружению поляризационной зависимости дифракционного излучения (д.и.) от величины постоянного магнитного поля, фокусирующего электронный поток. Схема опыта представлена на рис. 1. Анализ поляризационных свойств ГДИ осуществлялся в плоскости x, y его дифракционного поля [6]. Измеряемый сигнал через рупорную антенну поступал на разделитель поляризации, подключенный к смесителям. Наличие в опорном канале, связанном с волноводным выводом энергии ГДИ, доплеровского сдвигателя частоты обеспечивало наблюдение поляризационного эллипса на экране осциллографа. Исследования проводились в миллиметровом диапазоне на частоте 80 ГГц. В результате измерений обнаружено вращение плоскости поляризации д.и. в зависимости от величины фокусирующего магнитного поля. По мере увеличения фокусирующего электронного потока постоянного магнитного поля наблюдалось увеличение амплитуды в.ч. поля, что хорошо согласуется с данными работы [7]. Однако скорость роста компонент электрического поля, параллельных осям x и y , различна. При этом по мере возрастания фокусирующего магнитного поля быстрее растет y -компонента поля, ортогональная элементам решетки. Таким образом, результирующий вектор электрического поля вращается при изменении величины магнитного поля (рис. 2).

Разумеется, в данной постановке эксперимента можно оценивать только относительное изменение ориентации электрического вектора в.ч. поля, поскольку

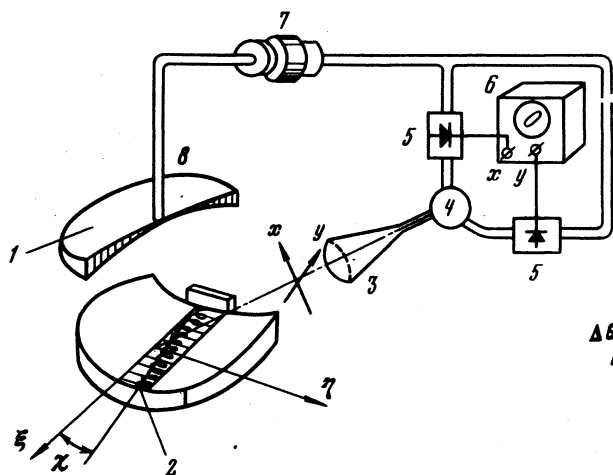
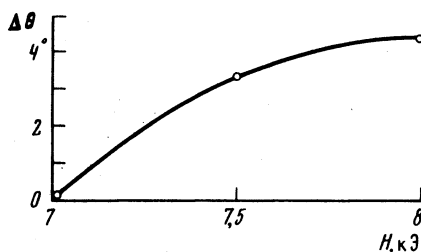


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — зеркала ГДИ; 2 — траектория электронного потока; 3 — коническая рупорная антенна; 4 — разделитель поляризации; 5 — смесители; 6 — осциллограф; 7 — сдвигатель частоты; 8 — вывод энергии из ГДИ

Рис. 2. Зависимость угла поворота плоскости поляризации дифракционного излучения от магнитного поля



на начальную поляризацию дифракционного поля о.р. могут оказывать влияние различные факторы [8] (например, герметизирующая оболочка прибора, конструкция смотрового окна и др.). Однако в опыте получены косвенные доказательства того, что даже при довольно больших напряженностях магнитного поля электрическая компонента в.ч. поля ориентирована под некоторым углом относительно ламелей решетки. Такой вывод следует из того, что при перестройке о.р. также наблюдается вращение плоскости поляризации дифракционного поля резонатора. Этот эффект может наблюдаться в о.р. со слабой фазовой анизотропией лишь в том случае, когда в возбуждающем поле присутствуют обе компоненты, что возможно при пролете электронов под углом относительно ламелей решетки. Наличие отличного от нуля угла пролета можно объяснить следующим образом.

Как известно, существует явление сноса электронного пучка в магнитном поле. Это магнитное поле определяет поворот полного вектора скорости пучка на "угол" сноса [9]

$$(2) \quad \chi = \operatorname{arctg} \frac{0,16 I_0}{UB},$$

где I_0 — линейная плотность тока пучка, U — ускоряющее напряжение, B — магнитное поле.

Известен еще один механизм, задающий угол пролета электрона в пространстве взаимодействия над решеткой. Он определяется винтовым характером движения электронов. Оба эти эффекта определяются величиной магнитного поля. Поэтому можно считать, что при возникновении дифракционного излучения в ГДИ вращение его плоскости поляризации в магнитном поле определяется следующими факторами: сносом электронного пучка и винтовым движением электронов. Характерно, что эффект вращения плоскости поляризации электромагнитного поля присущ только ГДИ-ЛСЭ. При возбуждении системы в режиме ЛОВ [1] поляризационная зависимость излучения от магнитного поля не наблюдается. В последнем случае поляризация поля полностью определяется структурой неоднородности, рассеивающей медленную волну. Эффект вращения отсутствует также в тех случаях, когда снято поляризационное вырождение спектра о.р.

Полученный в настоящей работе результат иллюстрирует новое физическое свойство дифракционного излучения — радиационный эффект, получивший широкое

применение в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн. Изучение тонкой структуры магнитного вращения позволит разработать новый подход к исследованию особенностей взаимодействия электронного потока с электромагнитным полем. Кроме того, знание поляризационных свойств излучения может оказаться полезным при оптимизации ГДИ.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук УССР, Харьков

Поступило
5 VIII 1981

ЛИТЕРАТУРА

1. *Smith S.I., Purcell E.M.* — *Phys. Rev.*, 1953, vol. 92, № 4. 2. *Шестопалов В.П.* Дифракционная электроника. Харьков: Вища школа, 1976. 3. *Leavitt R.P., Wortman D.E., Morrison C.A.* — *Appl. Phys. Lett.*, 1979, vol. 35(5). 4. *Вертий А.А., Иванченко И.В., Шестопалов В.П.* — Приборы и техн. эксп., 1981, № 1. 5. *Шестопалов В.П. и др.* Дифракция волн на решетках. Харьков: Изд-во ХГУ, 1973. 6. *Вертий А.А., Попенко Н.А., Деркач В.Н., Шестопалов В.П.* — Докл. АН УССР, сер. А. Физ.-матем. наук, 1976, № 4. 7. *Нерубенко В.В., Цвык А.И.* В сб.: Радиотехника, Харьков: Изд-во ХГУ, 1971, вып. 19. 8. *Вертий А.А., Деркач В.Н., Попенко Н.А., Шестопалов В.П.* — Укр. матем. журн., 1978, т. 23, № 10. 9. *Алямовский И.В.* Электронные пучки и электронные пушки. М.: Сов. радио, 1966.

УДК 539.12

Ф И З И К А

И.Г. КАПЛАН, В.Н. СМУТНЫЙ, Г.В. СМЕЛОВ

ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОЙ СТРУКТУРЫ ВАЛИНА НА β -СПЕКТР ТРИТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАССЫ НЕЙТРИНО

(Представлено академиком Я.Б. Зельдовичем 22 VII 1981)

В сообщении [1] (более подробное изложение см. в [2]) опубликованы результаты измерения верхнего края β -спектра трития, введенного в молекулу валина, на основании которых впервые получено ограничение снизу на массу покоя антинейтрино. Согласно [1, 2] доверительный интервал для массы покоя антинейтрино составляет

$$(1) \quad 14 \leq m_{\tilde{\nu}_e} \leq 46 \text{ эВ.}$$

Границы интервала существенно зависят от вероятности перераспределения энергии при β -распаде на электронные степени свободы. Авторы [1, 2] провели обработку полученных экспериментальных результатов в двух предельных случаях: при отсутствии перераспределения энергии, т.е. одноуровневая модель; при атомарном состоянии трития в приближении двухуровневой модели.

Представляет несомненный интерес непосредственный учет влияния молекулярной структуры источника на измеряемый β -спектр. В настоящем сообщении приводятся результаты расчета вероятностей перестройки электронной оболочки валина при β -распаде трития. Поскольку в процессе напыления валина на подложку при приготовлении источника и при последующем воздействии β -электронов могла осуществляться фрагментация молекул валина, нами был рассчитан также и ряд тритийсодержащих фрагментов.

Обозначим молекулу, содержащую тритий, RT; β -распад отвечает реакции

