

ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՄԱՄԲ ԳՐԳՈՎԱԾ ԲՆԱԿԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԻ
ՕՐՅԵԿՏՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ՏԱՐԱԶԱՏՈՒՄԸ

Վ. Մ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Վ. Գ. ԱԹԱՆԵՍՅԱՆ, Ռ. Ա. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Ա. Ա. ՄԵԼԻԻՔ-ՍԱՐԳՍՅԱՆ,
Ա. Ա. ՆԱԶԱՐՅԱՆ, Հ. Հ. ՇԱՐԽԱՏՈՒՆՅԱՆ

Նկարագրված է բնական օբյեկտների ըստ ֆլուորեսցենցիայի սպեկտրների դիտան-
ցիոն համանմանական մեթոդը և բերված են ստացված փորձնական արդյունքները: Սպեկ-
տրների համեմատումը իրազործվում է կորելյացիայի զործակցի օգնությամբ: Ցույց է
տրված, որ չափանիշի համապատասխան ընտրության դեպքում այդ մեթոդը հնարավորու-
թյուն է տալիս հաջողությամբ տարազատել բնական օբյեկտների տարրեր խմբեր:

SPECTRAL IDENTIFICATION OF NATURAL OBJECTS EXCITED
BY LASER RADIATION

V. M. AVETISYAN, V. G. ATANESYAN, R. A. KAZARYAN,
A. A. MELIK-SARKISYAN, A. A. NAZARYAN, G. O. SHARKHATUNYAN

Experimental results are given and a technique of remote identification of natu-
ral formations by fluorescence spectra excited by laser radiation is described. The
comparison of spectra is made by means of correlation factor. It is shown, that, by
proper choice of selection criterion, this technique allows one to successfully identify
different groups of natural formations.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 1, 49—52 (1988)

УДК 523.62.726

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН

Р. Г. ДЖАНГИРЯН, Ф. А. КОСТАНЯН

Институт радиофизики и электроники АН Арм.ССР

(Поступила в редакцию 3 ноября 1986 г.)

Рассмотрено излучение альфвеновских волн в идеально проводящей
среде в случае наклонного пересечения зарядом плоской границы ее разде-
ла с вакуумом. Показано, что распределение магнитного поля одной из
двух альфвеновских волн в пространстве и его временная зависимость
аналогичны импульсу переходного излучения в случае нормального пере-
сечения, а вторая альфвеновская волна распространяется в виде сфериче-
ской волны и качественно отлична от первой. Получено частотно-угловое
распределение энергии переходного излучения альфвеновских волн.

Низкочастотные ветви плазменных колебаний являются основными
в волновых процессах, происходящих в околоземном космическом прост-
ранстве. В частности, достоверно установлено наличие альфвеновских
колебаний в межпланетной плазме [1]. Для описания этих процессов в
ионосферной и магнитосферной плазме обычно привлекаются уравнения
магнитной гидродинамики [2]. В работе [3] было рассмотрено переход-
ное излучение магнитогидродинамических волн, возбуждаемых при нор-
мальном пересечении зарядом плоской границы раздела вакуума с про-

водящей средой, а также при возбуждении этой поверхности тепловым источником, и было показано, что при переходном излучении заряда в плазменной среде возбуждаются альфвеновские волны. Таким образом, механизм переходного излучения может оказаться одним из основных в формировании альфвеновской ветви низкочастотных колебаний в межпланетной плазме и в околоземном космическом пространстве.

Целью настоящей работы является решение задачи о переходном излучении альфвеновских волн на контактном разрыве плазмы при наклонном падении заряда на плоскость разрыва.

Будем исходить из линеаризированной системы МГД-уравнений (1)–(4) работы [3], справедливой при малых возмущениях плотности $\rho' = \rho - \rho_0$, давления $p' = p - p_0$, скорости $\mathbf{v}' = \mathbf{v}$ и магнитного поля $\mathbf{h} = \mathbf{H} - \mathbf{H}_0$ (ρ_0, p_0 — невозмущенные значения плотности и давления, $\mathbf{H}_0 = e_z H_0$ — напряженность постоянного внешнего магнитного поля). При этом проводящая среда занимает полупространство $z \geq 0$, а заряд e движется в плоскости x, z , влетая в среду под углом $\varphi_0 = \arcsin v_{0x}/v_{0z}$ к оси x . Плотность тока источника в этом случае принимает вид

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = e v_{0z} \delta(y) \delta(x - v_{0x} t) \delta(z - v_{0z} t) \times \\ \times [\hat{e}_z + \operatorname{ctg} \varphi_0 \hat{e}_x]. \quad (1)$$

Имея в виду излучение только альфвеновских волн, задачу о переходном излучении источника (1) будем решать в приближении несжимаемой проводящей среды, что соответствует формальному предельному переходу $c_s \rightarrow \infty$ [4], и уравнение (2) работы [3] принимает вид $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$ (c_s — скорость звука). В этом приближении в безграничной проводящей среде распространяются две поперечные альфвеновские волны разной поляризации [4].

Выписав выражения для фурье-компонент электрического и магнитного полей в проводящей среде и возбуждаемых в вакууме электромагнитных полей, для нахождения неизвестных амплитуд волн Альфвена воспользуемся граничными условиями непрерывности тангенциальных составляющих магнитного и электрического полей. Произведя далее обратное преобразование Фурье, получим выражение для импульса переходного излучения первой альфвеновской волны в виде, аналогичном распределению магнитного поля в пространстве и его временной эволюции в случае нормального пересечения зарядом границы раздела [3]. Явный вид этого импульса мы здесь не приводим. Частотно-угловое распределение поля переходного излучения второй альфвеновской волны дается выражением

$$\mathbf{h}_{A,2}(\mathbf{r}, \omega) = \frac{ie}{\pi c R} \exp \left[i \frac{\omega}{c_A} R - i \frac{\pi}{4} (1 + \operatorname{sign} \omega) \right] \times \\ \times \{ \hat{e}_x \cos \varphi \cos \vartheta + \hat{e}_y \sin \varphi \cos \vartheta - \hat{e}_z \sin \vartheta \} \sin \varphi \cos \vartheta \operatorname{ctg} \varphi_0 \times \\ \times [[\operatorname{ctg} \varphi_0 \cos \varphi \sin \vartheta \cos \vartheta - \sin^2 \vartheta - c_A^2 \cos \vartheta / v_{0z}^2] +$$

$$+ i \sin \vartheta [\cos \vartheta - c_A/v_{0z} + \operatorname{ctg} \varphi_0 \cos \varphi \sin \vartheta] \} \times \\ \times [\sin^2 \vartheta + (c_A/v_{0z} - \operatorname{ctg} \varphi_0 \cos \varphi \sin \vartheta)^2]^{-1}, \quad (2)$$

в котором R , ϑ и φ — сферические координаты точки наблюдения, а $c_A = H_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ — скорость альфвеновских волн. Из этой формулы следует, что вторая альфвеновская волна распространяется в виде сферической волны и качественно отличается от импульса переходного излучения первой альфвеновской волны.

Частотно-угловое распределение энергии обеих волн определяется следующими выражениями:

$$\frac{dW_{A,1}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 c_A}{2\pi^2 c^2} \operatorname{ctg}^2 \varphi_0 \cos^2 \varphi \sin \vartheta \cos^{-3} \vartheta \times \\ \times \frac{[c_A/v_{0z} - \operatorname{ctg} \varphi_0 \cos \varphi \operatorname{tg} \vartheta]^2}{[1 - (c_A/v_{0z} - \operatorname{ctg} \varphi_0 \cos \varphi \operatorname{tg} \vartheta)^2]^2}, \quad (3)$$

$$\frac{dW_{A,2}}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 c_A}{2\pi^2 c^2} \operatorname{ctg}^2 \varphi_0 \sin^2 \varphi \cos \vartheta \times \\ \times [\sin^2 \vartheta + (c_A/v_{0z} - \cos \varphi \operatorname{ctg} \varphi_0 \sin \vartheta)^2]^{-1} \times \\ \times [1 - (c_A/v_{0z} - \cos \varphi \operatorname{ctg} \varphi_0 \sin \vartheta)^2]^{-2}. \quad (4)$$

Из приведенных формул следует, что угловое распределение энергии переходного излучения альфвеновских волн существенно зависит от поведения величин, стоящих в знаменателях соответствующих выражений. Эти особенности появляются в связи с тем, что в нашей постановке задачи о переходном излучении его энергия «собирается» с бесконечной траектории движения источника, на которой имеет место черенковское излучение альфвеновских волн [5]. В действительности, однако, в проводящей среде всегда имеется малое поглощение, вследствие чего длина траектории, на которой происходит когерентное суммирование альфвеновских волн, будет конечной [6, 7].

ЛИТЕРАТУРА

1. Толтыгин И. Н. Космические лучи в межпланетных магнитных полях. Изд. Наука, М., 1983.
2. Баранов В. Б., Краснобаев К. В. Гидродинамическая теория космической плазмы. Изд. Наука, М., 1977.
3. Джангирян Р. Г., Костянян Ф. А. ДАН АрмССР, 76, 89 (1983).
4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. Изд. Наука, М., 1982.
5. Докучаев В. П. ЖЭТФ, 53, 723 (1967).
6. Гарибян Г. М. ЖЭТФ, 33, 1403 (1957).
7. Болотовский Б. М. В кн.: Ионизационные эффекты и переходное излучение релятивистских заряженных частиц. Изд. Наука, М., 1982, с. 95.

Դիտարկված է իդեալական հաղորդիչ միջավայրի՝ վակուումի հետ բաժանման հարթ սահմանը ընդ որում բնութագրվում է հատուկ լիցքի կողմից ալֆվենյան ալիքների ճառագայթումը: Ցույց է տրված, որ ճառագայթված էրկու ալֆվենյան ալիքներից մեկի մագնիսական դաշտի տարածական բաշխումը և ժամանակի ընթացքում փոփոխությունը նման են բաժանման սահմանը ուղղահայաց հատուկ լիցքի անցումային ճառագայթման իմպուլսին: Երկրորդ ալիքը տարածվում է սֆերիկ ալիքի ձևով և որակապես տարբերվում է առաջինից: Ստացված է ալֆվենյան ալիքների անցումային ճառագայթման էներգիայի հաճախ-անկյունային բաշխումը:

TRANSITION RADIATION OF ALFVEN WAVES

R. G. DZHANGIRYAN, F. A. KOSTANYAN

The transition radiation of Alfvén waves in perfectly conducting medium at an oblique incidence of a charge on flat boundary with vacuum has been considered. The spatial distribution and time dependence of the magnetic field of one of the two radiated Alfvén waves are shown to be similar to those for the case of normal incidence, while the second one propagates as a spherical wave and is qualitatively different from the first wave. The frequency-angular distribution of the energy of transition radiation of Alfvén waves is obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 1, 52—55 (1988)

УДК 778.39.535.36

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ ОТКЛИК НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЫ НА ПРОХОДЯЩИЙ СВЕТ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН В ПОЛЕ ВОЛНЫ НАКАЧКИ МАЛОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

Г. Н. КАРАДЖЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 30 января 1987 г.)

Рассматривается четырехволновая схема взаимодействия встречных плоских волн в нелинейной среде керровского типа. Параметрическая связь сигнальных волн осуществляется опорной волной малой длительности. Изучен нестационарный отклик нелинейной среды на проходящую волну при входном сигнале произвольного временного хода.

В последнее время большое распространение получили схемы обращения волнового фронта (ОВФ) методом четырехволнового смещения [1—5]. В рамках схемы, рассмотренной в работах [2—5], задача сводится к изучению системы взаимодействующих в нелинейной среде плоских волн (с комплексными амплитудами $A_{\pm}(z, t)$ и $A_{\pm}^*(z, t)$, $0 \leq z \leq l$, l — длина среды, t — время), распространяющихся в силу усло-