

2. T_N тройных сплавов Cr—Co—V и Cr—Fe—V зависит от концентрации V так же, как и в случае двойных сплавов, т. е. уменьшается с увеличением концентрации V со скоростью ~ 100 К/ат. %.

3. Зависимость абсолютной величины χ сплавов Cr—Fe—V от концентрации V является сложной, при $C_0 < 1$ ат. % V величина χ резко уменьшается, а затем снова растет. Однако окончательный вывод о характере этой зависимости возможен только после измерений на большем числе образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lomer W. M. Electronic structure of chromium group metals.—Proc. Phys. Soc., 1962, 80, p. 489—496. [2] Fedders P. A., Martin P. S. Itinerant antiferromagnetism.—Phys. Rev., 1966, 143, p. 246—259. [3] Ishikawa Y., Hoshino S., Endoh Y. Antiferromagnetism in dilute iron chromium alloys.—Y. Phys. Soc. Japan, 1967, 22, p. 1221—1232. [4] Endoh Y., Ishikawa Y., Ohno H. Antiferromagnetism in dilute Cr alloys with Co and Ni.—J. Phys. Soc. Japan, 1968, 24, p. 263—270. [5] Ichikawa Y., Touriner R., Filippi J. Magnetic properties of Cr rich Fe—Cr alloys at low temperatures.—J. Phys. Chem. Solids, 1965, 26, p. 1727—1745. [6] Suzuki T. Magnetic properties of the primary solid solution of chromium.—J. Phys. Soc. Japan, 1966, 21, p. 442—450. [7] Booth J. G. Magnetic properties of Cr alloys containing dilute concentrations of Co, Ni and Fe.—J. Phys. Chem. Solids, 1966, 27, p. 1639—1645. [8] Arajs S., Rao K. V., Åström H. U., De Young T. F. Determination of Neel temperature of binary chromium alloys from electrical resistivity data.—Physica Scripta, 1973, 8, p. 109—112.

Поступила в редакцию
13.08.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 5

УДК 537.212+213

СИСТЕМА ЭЛЕКТРОДОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ОДНОРОДНЫХ СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

А. А. Белов, С. П. Ванюков, Н. В. Русанов

(кафедра физики колебаний)

Некоторые физические исследования требуют создания в ограниченном объеме однородных, скрещенных электрических полей. Например, при исследовании электрического резонанса в газах [1] исследуемое газообразное вещество должно располагаться в однородном постоянном поле E_0 и одновременно подвергаться действию переменного электрического поля \tilde{E} , направленного перпендикулярно к постоянному полю. В данном случае особенно жесткие требования предъявляются к однородности постоянного поля, так как нарушение ее приводит к дополнительному уширению спектральных линий. Попытки создать требуемые поля с помощью двух обычных плоских конденсаторов со взаимно перпендикулярными пластинами (рис. 1, а) не приводят к удовлетворительному результату, так как однородность постоянного поля нарушается за счет краевых эффектов и вследствие искажения этого поля пластинами высокочастотного конденсатора.

В данном сообщении описана система электродов, позволяющая удовлетворительно решить указанную задачу, и приведены расчеты соответствующих полей.

Достаточно однородное постоянное поле E_0 и перпендикулярное ему высокочастотное поле \tilde{E} можно создать с помощью устройства, схематически представленного на рис. 1, б. Здесь постоянное поле в

основном создается пластинами 1, к которым прикладывается соответствующая разность потенциалов. По бокам пластин 1 вместо сплошных электродов, показанных на рис. 1, а, располагаются ряды изолированных друг от друга, эквидистантно расположенных проводящих полосок 2. Эти полоски используются для ослабления краевых

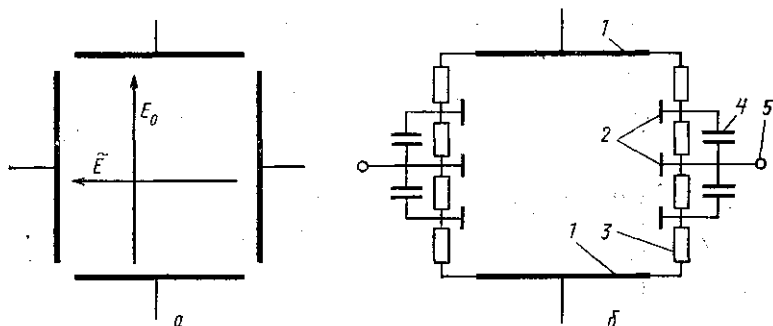


Рис. 1

эффектов, нарушающих однородность постоянного поля вблизи краев конденсатора, образованного пластинами 1, и, кроме того, все или часть этих полосок используются для создания высокочастотного поля.

С целью ослабления краевых эффектов проводящие полоски 2 соединены с резистивным делителем напряжения, образованным идентичными резисторами 3. Крайние точки делителя соединены с пластинками 1. Благодаря этому в плоскостях, в которых расположены полоски 2, линейное изменение потенциала между пластинами 1, соответствующее идеально однородному полю, заменяется ступенчатой функцией, причем число ступеней этой функции определяется числом полосок.

Для создания высокочастотного поля часть или все полоски 2 с каждой стороны пластин 1 соединены друг с другом конденсаторами 4 и образуют единые высокочастотные электроды. На эти электроды (клеммы 5) подается напряжение, создающее высокочастотное поле. Особенность рассматриваемого устройства заключается в использовании решетчатых электродов, расположенных по бокам пластин конденсатора, создающего постоянное поле. Поэтому наибольший интерес представляет электрическое поле вблизи этих электродов. Анализируя это поле, будем для простоты считать, что решетчатые электроды имеют бесконечную протяженность. Это означает, что мы не будем интересоваться краевыми эффектами, поскольку они в данном случае не имеют какой-либо специфики. Электрическое поле между двумя параллельными решетчатыми электродами можно рассматривать как суперпозицию полей двух решеток. Поэтому достаточно проанализировать поле, создаваемое одним решетчатым электродом. Будем предполагать, что каждый решетчатый электрод образован бесконечно тонкими проводящими полосками, имеющими ширину $2b$ и расположенными в одной плоскости параллельно друг другу с пространственным периодом H .

Поскольку решетка предполагается бесконечной, ее поле должно быть плоским. Силовые линии поля будут лежать в плоскости, перпендикулярной к проводящим полоскам. В этой плоскости электриче-

ское поле должно обладать периодической структурой с пространственным периодом H , равным периоду решетки. Для изучения поля решетки достаточно исследовать структуру поля в пределах одного пространственного периода.

Расчет постоянного поля решетки. Анализ структуры постоянного поля проведем с помощью метода конформных отображений [2]. На рис. 2, *a* показано сечение решетки плоскостью, в которой располагаются силовые линии поля. Поскольку решетка предполагается бесконечной, то среди эквипотенциальных линий ее поля должны быть прямые линии, перпендикулярные плоскости проводящих полосок и

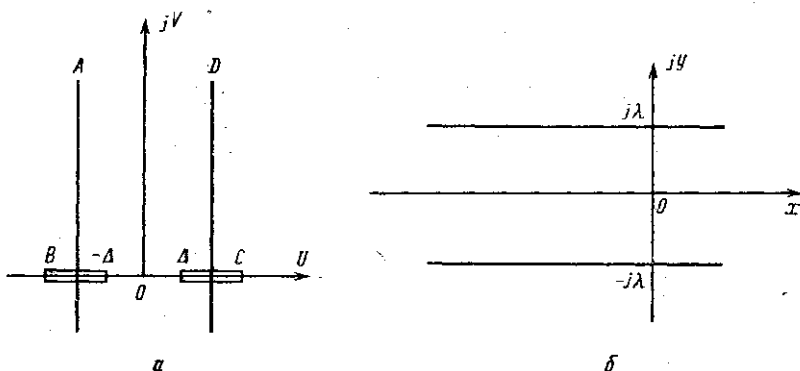


Рис. 2

проходящие через их середину. (Линии AB и CD на рисунке 2, *a*). Пусть линии CD соответствует потенциал $-V_0$, а линии AB — потенциал V_0 . Предположение о бесконечной протяженности решетки позволяет также утверждать, что поле решетки на значительном удалении от нее становится однородным, причем силовые линии должны располагаться параллельно плоскости решетки. Должны существовать также силовые линии, проходящие в плоскости решетки от одной проводящей полоски к другой. Введем на плоскости рис. 2, *a* систему координат U, jV . Каждой точке плоскости сопоставим комплексное число $\omega = U + jV$. Отобразим конформно область поля, заключенную на рис. 2, *a* в полуполосе $ABCD$, на часть поля плоского конденсатора, который показан на рис. 2, *б* на плоскости комплексного переменного $z = x + jy$, в полуполосе $x \leq 0, |y| \leq \lambda$. Следы пластин этого конденсатора определяются уравнениями $y = \pm \lambda$. Будем считать, что верхняя пластина имеет потенциал V_0 , а нижняя $-V_0$.

Функцию, осуществляющую такое отображение, можно построить с помощью преобразования Кристоффеля — Шварца. Соответствующие расчеты приводят к следующему выражению для этой функции:

$$z = \frac{2\lambda}{\pi} \ln \left(\frac{i}{a} \sin \frac{\pi\omega}{H} \pm \sqrt{1 - \sin^2 \frac{\pi\omega}{H}} \right). \quad (1)$$

Здесь $a = \sin(\pi\Delta/H)$, Δ — половина интервала между проводящими полосками решетки $\Delta = (H - 2b)/2$. В соотношении (1) верхний знак соответствует области $-H/2 \leq \text{Re}\omega \leq 0$, а нижний — области $0 < \text{Re}\omega \leq H/2$.

Напряженность поля решетки E_ω в плоскости ω связана с на-

пряженностью поля плоского конденсатора E_z в плоскости z соотношением

$$E_w = E_z \left(\frac{dz}{dw} \right)^* \quad (2)$$

где $E_z = jV_0/\lambda$, величина z определена соотношением (1), а знак * означает комплексно-сопряженную величину. Используя (1), из (2) получаем

$$E_w = j \frac{2V_0}{H} \left(\frac{\cos(\pi w/H)}{\pm \sqrt{\sin^2(\pi w/H) - a^2}} \right)^* \quad (3)$$

Из (3) следует, что при $w \rightarrow \infty$ поле решетки становится однородным с напряженностью

$$E_\infty = \frac{2V_0}{H},$$

как и поле сплошной плоскости, на которой задан линейно изменяющийся потенциал. Вместе с тем в плоскости решетки, т. е. при $w = U$, напряженность поля изменяется от нуля при $w = \pm H/2$ до ∞ при $w = \pm \Delta$. Исследование соотношения (3) показывает, что неоднородность поля быстро сглаживается по мере удаления от решетки. На рис. 3 заштрихованная область определяет пределы изменения напряженности поля в плоскостях, параллельных плоскости решетки, на различном расстоянии от нее. Из этого рисунка видно, что область существенно неоднородного постоянного поля заключена в тонком слое, непосредственно прилегающем к решетке, и на практике может быть сделана достаточно малой за счет выбора соответствующей величины пространственного периода H .

Расчет высокочастотного поля решетки. Сечение решетки плоскостью, в которой располагаются силовые линии, показано на рис. 4, а. Введем на этой плоскости систему координат U, jV . Рассмотрим один пространственный период поля, в пределах которого координата jV изменяется от 0 до jH . В силу бесконечности решетки

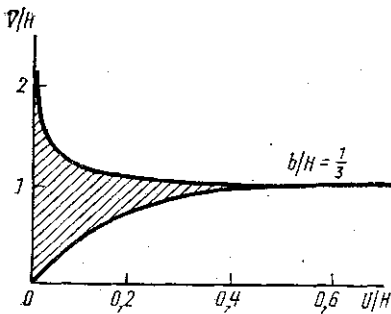


Рис. 3

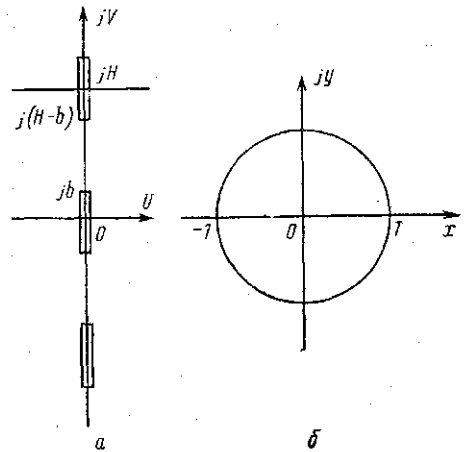


Рис. 4

силовые линии, проходящие на рис. 4, а через середину проводящих полосок, должны быть прямолинейными и перпендикулярными плоскости полосок. Отообразим конформно исследуемую область поля на поле кругового цилиндра, показанного на рис. 4, б в плоскости комп-

лексного переменного $z=x+jy$. Указанное отображение может быть осуществлено с помощью функции

$$z = \frac{1}{\sin(\pi b/H)} \left[\sqrt{\operatorname{ch}^2(\pi\omega/H) - \cos^2(\pi b/H)} + \operatorname{sh}(\pi\omega/H) \right]. \quad (4)$$

Эта функция отображает половины проводящих полосок, лежащих на рисунке 4, а на мнимой оси в интервалах $0 \div jb$ и $j(H-b) \div jH$, соответственно на верхнюю и нижнюю полуокружности на рис. 4, б. Силовые линии, перпендикулярные проводящим полоскам на рис. 4, а, отображаются на лучи, идущие на рис. 4, б вдоль действительной оси. Пусть на единицу длины проводящей полоски в плоскости ω приходится заряд q . Тогда такой же заряд приходится на единицу длины цилиндра. Потенциал φ поля заряженного цилиндра хорошо известен. В плоскости z его можно определить соотношением

$$\varphi = 2q \ln|z|. \quad (5)$$

Подставляя сюда z из (4), получим выражение для потенциала решетки в плоскости ω :

$$\varphi = 2q \left[\ln \left| \sqrt{\operatorname{ch}^2(\pi\omega/H) - \cos^2(\pi b/H)} + \operatorname{sh}(\pi\omega/H) \right| - \ln |\sin(\pi b/H)| \right].$$

Отсюда для напряженности поля получаем

$$E = 2q \frac{\pi}{H} \frac{\operatorname{ch}(\pi\omega/H)}{\sqrt{\operatorname{ch}^2(\pi\omega/H) - \cos^2(\pi b/H)}}. \quad (6)$$

Из (6) следует, что при $\omega \rightarrow \infty$ напряженность поля стремится к пределу

$$E_\infty = 2\pi q/H. \quad (7)$$

Следовательно, на значительном расстоянии от решетки ее поле становится однородным, как и поле сплошной заряженной плоскости с поверхностной плотностью заряда q/H . В плоскости решетки $\omega = jV$. В этом случае из (6) находим, что $E = \infty$ при $V = b$, $V = H - b$ и $E = 0$ при $V = H/2$. Таким образом, хотя вдали от решетки поле и становится однородным, в плоскости решетки оно характеризуется очень большой неоднородностью. Поэтому важное значение приобретает вопрос о том, как ослабевает неоднородность поля решетки с увеличением расстояния от нее. Результаты расчетов, проделанных с помощью соотношения (6), представлены на рис. 5. Заштрихованная область на этом рисунке определяет пределы, в которых изменяется напряженность поля E в плоскостях, параллельных плоскости решетки на

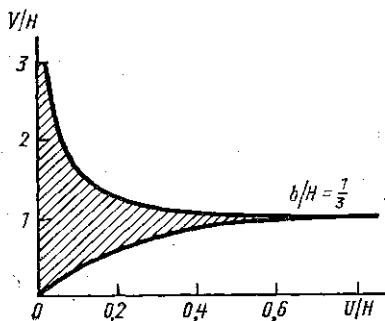


Рис. 5

различных расстояниях от нее. Из рис. 5 следует, что область существенно неоднородного высокочастотного поля тоже заключена в тонком слое, примыкающем к решетке, и на практике тоже может быть сделана достаточно малой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Белов А. А., Карасев М. Д., Русанов Н. В. Электрический резонанс в газе.— Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, вып. 11, с. 669—672. [2] Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного.— М.: Наука, 1973, 736 с.

Поступила в редакцию
28.08.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 5

УДК 535.231.6

О ПРЕДЕЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ТЕПЛОВЫХ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Б. Брагинский, И. Бюхнер (ГДР), Ю. И. Воронцов

(кафедра физики колебаний)

Чувствительность тепловых приемников излучения (ТПИ) ограничивается рядом физических явлений, часть из которых присуща всем ТПИ, другие же связаны с физическими особенностями приемника и со способом измерения температуры приемного элемента. К первой группе явлений относятся флуктуации теплообмена термочувствительного элемента с термостатом и флуктуации потока энергии со стороны фона. Ко второй группе — электрические шумы, разогрев чувствительного элемента измерительным током (в болометрах), трение (в приемниках с термомеханическим эффектом).

Флуктуации потока энергии фона при температуре фона T_Φ , апертурном угле 2θ , полосе измерения Δf ограничивают чувствительность приемника величиной [1]

$$\Delta W_\Phi^2 = 8\sigma\kappa T_\Phi^5 \sin^2\theta \Delta f,$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана, κ — постоянная Больцмана.

Флуктуации теплообмена с термостатом увеличивают порог чувствительности на величину

$$\Delta W_T^2 = 2\kappa(GT^2 + G_0T_0^2)\Delta f, \quad (1)$$

где $2\kappa GT^2$ и $2\kappa G_0T_0^2$ — соответственно эффективные спектральные плотности флуктуаций потоков от термочувствительного элемента и на него от термостата, T и T_0 — температуры элемента и термостата. В равновесном состоянии будет [2]

$$\Delta W_0^2 = 4\kappa G_0T_0^2\Delta f \quad (2)$$

(G_0 — эффективная теплопроводность). Когда поток от элемента близок к потоку излучения абсолютно черного тела, то $G_0 = 4\sigma T_0^3$, где S — площадь излучающей поверхности [3].

Температура элемента T определяется температурой термостата, мощностью измерительного тока и регистрируемым потоком. Разогрев элемента измерительным током ограничивает возможность его охлаждения и, следовательно, снижает чувствительность. От явления разогрева в принципе могут быть свободными приемники, в которых используется термомеханический эффект: смещение мембраны газонаполненного ТПИ (ячейка Голея) или изменение длины в твердотельных, дилатометрических приемниках излучения (ДПИ).

В настоящее время ДПИ не используются по ряду технических причин [4]. Успехи в области измерения предельно малых смещений