ных температурах. Из графика видно, что при различных температурах в сплавах, содержащих примерно одинаковое количество обоих компонентов (50% Co и 50% Ni), обнаруживаются максимальные значения электродвижущей силы Н.Э. Сплав, содержащий 30% Co и 70% Ni, и сплав с 70% Co и 30% Ni обладают наименьшими значениями электродвижущей силы Н.Э.

При исследовании термоэлектродвижущей силы на этих сплавах (рис. 2) было обнаружено, что ее величина для всех исследованных сплавов отрицательна. Максимальные значения термоэлектродвижущей силы наблюдаются в сплаве, содержащем 50% Co и 50% Ni, а минимальные значения вблизи сплавов с 30% Co ост. Ni и с 70% Co ост. Ni. Таким образом, если сравнить между собой кривые рис. 1 и рис. 2, можно заметить полную аналогию между термомагнитным эффектом Н.Э. и термоэлектродвижущей силой в зависимости от процентного содержания кобальта. Подобная аналогия наблюдалась при исследовании температурной зависимости указанных явлений на чистом железе и железе с некоторыми небольшими присадками.

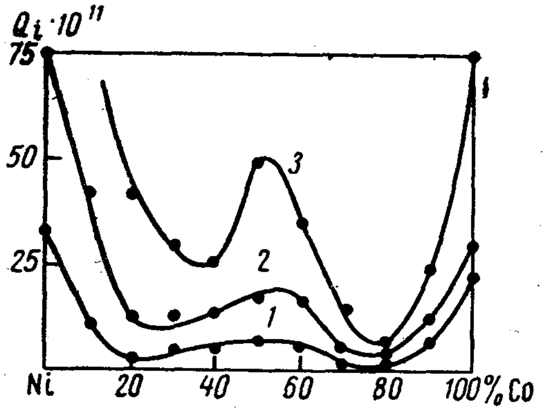

Рис. 3. «Истинные» значения аномальной константы Н.Э. в зависимости от процентного содержания компонентов в никель-кобальтовых сплавах. Обозначения те же, что на рис. 1

На рис. 3 показаны «истинные» значения постоянной Н.Э., вычисленные способом, предложенным в [3]. Из рисунка видно, что внесенная поправка не изменила качественного характера зависимости эффекта Н.Э. от процентного состава сплавов.

Таким образом, кривые, характеризующие изменение «истинного» значения эффекта Н.Э., с возрастанием концентрации кобальта имеют такой же ход, как соответствующие кривые для термоэлектродвижущей силы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Foner S., Pugh E. M. Phys. Rev., 91, 20, 1953.
2. Бозорт Р. Ферромагнетизм. М., ИЛ, 1956.
3. Кондорский Е. И., Васильева Р. П. Письма в ЖЭТФ, 1969.
4. Васильева Р. П. «Физика металлов и металловедение», 8, 881, 1959.

Поступила в редакцию
21.11 1969 г.

Кафедра
магнетизма

Ю. С. ГАНГНУС

К ВОПРОСУ О РАЗРЕШИМОСТИ УРАВНЕНИЙ БЕТЕ—САЛПЕТЕРА В ЛЕСТНИЧНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ В ПОЛЕВЫХ ТЕОРИЯХ ПРОИЗВОЛЬНОЙ СТЕПЕНИ РАСХОДИМОСТИ

При изучении уравнений типа Бете—Салпетера [1] в неперенормируемых теориях [2—4] отмечается существование нефизических особенностей амплитуды рассеивания. Рассмотрим уравнения этого типа в применении к модельной теории произвольной степени расходимости n $(n>0)$.

$$A(p, k) = \frac{g^2}{(2\pi)^4 i} \int \frac{d^4q V(p, q, k) A(q, k)}{[(q-k)^2 + m^2][(q+k)^2 + m^2][(p-q)^2 + M^2]}, \qquad (1)$$

где g — константа взаимодействия, m и M — массы взаимодействующих частиц, p, q и k — четырехмерные импульсы. Ограничиваясь случаем нулевого переданного импульса, перепишем (1) в виде

$$A(p^2) = \frac{g^2}{(2\pi)^4 i} \int \frac{d^4 q q^{2n} A(q^2)}{(q^2+m^2)^2 (p-q)^2} + kA, \tag{2}$$

где справа явно выделено старшее по импульсу интегрирования ядро интегрального уравнения. Формально переходя к одномерному случаю, для главной части амплитуды $A(p^2)$ получаем краевую задачу

$$[uA_0(u)]^2 + \frac{g^2}{16\pi^2} \frac{u^n A_0(u)}{(u+m^2)^2} = 0, \quad u = p^2,$$
$$\lim_{u\to\infty} u^{n-2} A_0(u) = 0, \qquad \lim_{u\to 0} u^{n+1} A_0(u) = 0. \tag{3}$$

Анализ показывает, что не существует решений (3), убывающих на бесконечности и не имеющих полюса в точке $u=0$. Следовательно, решения задачи (3) не удовлетворяют соответствующему приближению уравнения (1). Используем в качестве $V(p, q)$ выражение

$$V(p, q) = \sum_{i=0}^{n} c_i q^{2i} p^{2(n-i)}, \quad c_n \neq 0. \tag{4}$$

Тогда получим краевую задачу

$$\begin{gathered}
[uA_0(u)]^{n-2} + \frac{g}{16\pi^2} \sum_{l=k}^{n} b_l u^{n-l} \left[\frac{A_0(u)}{(u+m^2)^2} \right]^{n-l} = 0, \\
b_l = \sum_{m=0}^{l} \frac{m+1}{(l-m)!} \left[\frac{(n-m)!}{(n-l)!} \right]^2 \sum_{s=m}^{n} c_s \frac{s!}{(s-m)!}, \\
b_0 = \ldots b_{k-1} = 0, \\
\lim_{u\to\infty} u^{n-2} A_0(u) = 0, \qquad \lim_{u\to 0} uA_0(u) = 0.
\end{gathered} \tag{5}$$

Существование двух решений (5), сходящихся на бесконечности по всем направлениям, обеспечивает разрешимость этой задачи.

Решения (5) на бесконечности имеют вид

$$\begin{gathered}
A_0^i = u^c \exp\left(\frac{1}{t} a_i u^t\right) [1 + 0(u^{-t})], \\
A_0^j = u^{a_j} + 0(u^{a_j - 1}),
\end{gathered} \tag{6}$$

где

$$i = 1, \ldots, k+2; \quad j = k+3, \ldots, n+2; \quad t = \frac{n-1}{k+2},$$

$c = (1-t) \dfrac{n+1}{2} - 1$; a_j и a_i являются корнями уравнений

$$a^{k+2} + \frac{g}{16\pi^2} b_k = 0 \text{ и } \sum_{l=k}^{n} b_l \frac{a!}{(a-n+l)!} = 0. \tag{7}$$

Сходимость функций (6) на бесконечности выполняется при наличии отрицательных действительных частей у показателей a. Следовательно, построение решений для каждого из приближений [5] уравнения (1) оказывается возможным при учете в ядре уравнения менее сингулярных по импульсу интегрирования членов. Нефизические особенности в полученной таким образом амплитуде рассеивания будут отсутствовать, а само их существование можно считать связанным с использованием «старшего» лестничного приближения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Salpeter E. E., Bethe H. A. Phys. Rev., 84, 1232, 1951.
2. Feinberg G., Pais A. Phys. Rev., 131, 2724, 1963.
3. Schroer B. J. Math. Phys., 5, 1361, 1966.
4. Halpern M. B. Ann. of Phys., 39, 351, 1966.
5. Арбузов Б. А., Филиппов А. Т. ЖЭТФ, 49, 990, 1965.

Поступила в редакцию
24.11 1969 г.

Кафедра
квантовой статистики

УДК 539.12.01

А. А. БРАНДТ, С. В. БОВИН, Ю. В. ТИХОМИРОВ

ПЛАЗМЕННЫЙ УМНОЖИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ НА ЕМКОСТИ ПРИЭЛЕКТРОДНОГО СЛОЯ

Недостатком плазменных умножителей частоты, описанных ранее, является насыщение по мощности, приводящее к понижению эффективности умножения при входной мощности, превышающей некоторое сравнительно небольшое предельное значение. В работе [1][1] описан плазменный умножитель, у которого порог насыщения не наблюдается до входной мощности порядка 30—40 *вт* в непрерывном режиме. В этом умножителе, однако, величина входной мощности ограничивалась конструктивными особенностями разрядной камеры, представляющей собой стеклянный баллон, который при длительной работе разрушается.

В настоящей работе приводятся результаты исследования плазменного умножителя частоты, отличающегося от описанного в [1] конструкцией разрядной камеры, представляющей собой вакуумированный участок металлического коаксиального тракта. Отсутствие стекла в разрядной камере повысило эффективность работы умножителя и дало возможность исследовать его характеристики при входной мощности до 100 *вт* в непрерывном режиме при длительной работе.

Была исследована зависимость выходной ($P_{2\omega}$) мощности от входной (P_{ω}) для различных газов (Ne, Ar, Kr, Xe), а также зависимость выходной мощности от диаметра центрального проводника (рис. 1) разрядной камеры при оптимальных давлениях, взятых из работы [1]. Эффективность работы умножителя существенно зависит от диаметра центрального проводника, составляя 26% при диаметре 2 *мм*, а при диаметре 3 *мм* всего лишь 14%. Для ксенона насыщения выходной мощности не наблюдалось (см. рис. 1).

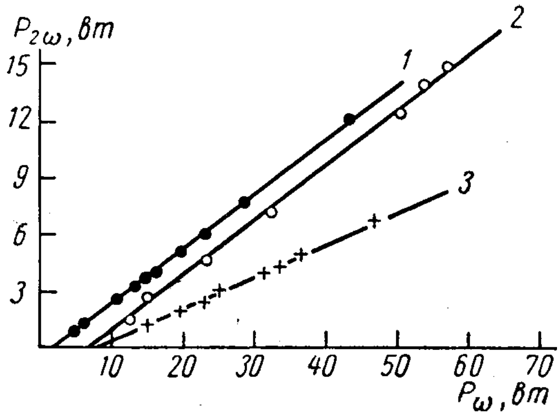

Рис. 1. Зависимость выходной мощности от входной при различных диаметрах центрального проводника. *1* — 1, *2* — 2 и *3* — 3 *мм*

В работе исследовалась также зависимость постоянного тока, протекающего через разрядную камеру, и постоянного напряжения на ее зажимах (при разомкнутой по постоянному току внешней цепи камеры) от величины входной мощности. Как видно из рис. 2, ток и напряжение растут пропорционально входной мощности. В точках разрыва кривой при некоторых расположенных эквидистантно значениях входной мощности наблюдается нестабильность работы умножителя, связанная, по-видимому, с перераспределением электронной концентрации по сечению коаксиала. Плавный характер зависимости тока от входной мощности обусловлен стабилизирующим влиянием этого тока, протекающего через разрядную камеру.

Была сделана попытка теоретически оценить влияние на работу умножителя приэлектродных слоев плазмы, расположенных вблизи металлических электродов разрядной камеры. Оказалось, что основную роль играют процессы, происходящие вблизи

[1] А. А. Брандт, С. В. Бовин, Ю. В. Тихомиров. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 4, 1969.