

2— $I_p = 100$, 3— $I_p = 30$ ма). Как видим, с уменьшением отрицательного потенциала стенки (кольца) от больших значений происходит уменьшение электронной температуры. При дальнейшем уменьшении электронная температура проходит минимум при потенциале стенки несколько меньшим плавающего и затем круто растет.

Учитывая ВЧ-колебания пристеночного слоя пространственного заряда [4], можно дать следующее объяснение возрастающей зависимости $V_e(V_k)$. С уменьшением разности потенциалов в пристеночном слое происходит увеличение концентрации электронов в слое у кольцевого зонда, увеличивается доля электронов, неупруго отраженных от осциллирующего двойного слоя, и тем самым обогащается распределение быстрыми электронами. Последнее в свою очередь приводит к эффекту увеличения температуры.

На основании полученных результатов можно сделать следующий вывод. В плазме положительного столба разряда низкого давления при малых значениях концентрации заряженных частиц функция распределения электронов сильно отличается от максвелловской и имеется значительная анизотропия в энергетическом распределении электронов. В этих условиях вид энергетического распределения электронов существенно зависит от условий в пристеночном двойном слое. По мере увеличения концентрации анизотропия исчезает, и функция распределения становится максвелловской. Таким образом, «парадокс Ленгмюра» характерен лишь для сравнительно больших концентраций электронов ($n_e \geq 10^{10}$ см⁻³), однако еще недостаточных для сильных кулоновских взаимодействий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Годяк В. А., Кузовников А. А. «Радиотехника и электроника», 8, 3, 257, 1968.
2. Каган Ю. М. Physiks, 5/6, 399, 1965.
3. Каган Ю. М., Лягущенко Р. И., Миленин В. М. Тезисы доклада на I Всесоюзной конференции по физике низкотемпературной плазмы, Киев, «Наукова думка», 1966.
4. Gabor D., Ash E. A., Dracot D. Natura, 176, 916, 1955.

Поступила в редакцию
6.6 1970 г.

Кафедра
электроники

УДК 530.145.7

Н. Ф. СТЕПАНОВ, А. В. НЕМУХИН

О ПРЕОБРАЗОВАНИИ ФУРЬЕ В НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТЕОРИИ ВОЗМУЩЕНИЙ

В теории атомных столкновений хорошо известен квазиклассический метод прицельного параметра [1]. Математическая задача заключается в вычислении вероятности перехода из состояния с волновой функцией $\Phi_i(t) = e^{-iE_i t} \chi_i$ в состояние с волновой функцией $\Phi_f(t) = e^{-iE_f t} \chi_f$ под действием зависящего от времени возмущения $V(t)$, где E_i и E_f — например, электронные энергии атомов до и после столкновения, χ_i и χ_f — соответствующие электронные волновые функции. Функции χ и энергия E являются собственными функциями и собственными значениями невозмущенного оператора H_0 . Вероятность перехода рассчитывают по формуле

$$P_{i \rightarrow f} = \left| \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \Phi_f(t) | V(t) | \Psi_i^{(+)}(t) \rangle \right|^2, \quad (1)$$

где функция $\Psi_i^{(+)}(t)$ совпадает с функцией начального состояния $\Phi_i(t)$ при $t \rightarrow -\infty$. Обычно для нахождения $\Psi_i^{(+)}(t)$ используется метод вариации постоянных [2].

Возмущенную функцию $\Psi_i^{(+)}(t)$ можно связать с невозмущенной $\Phi_i(t)$, если ввести обычным образом определенные запаздывающие функции Грина. При этом для фурье-компонентов получим уравнения

$$\psi_i^{(+)}(\omega) = \varphi_i(\omega) + \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} (\omega + i\varepsilon - H_0 - \hat{V})^{-1} \hat{V} \varphi_i(\omega), \quad (2)$$

$$\psi_i^{(+)}(\omega) = \varphi_i(\omega) + \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} (\omega + i\varepsilon - H_0)^{-1} \hat{V} \psi_i^{(+)}(\omega), \quad (3)$$

совпадающие по форме с уравнениями Липпмана — Швингера [3], только роль энергии играет переменная ω и вместо потенциала стоит интегральный оператор \hat{V} :

$$\hat{V}f(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \rho(\omega, \omega') f(\omega') \quad (4)$$

с ядром

$$\rho(\omega, \omega') = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{it\omega} V(t) e^{-it\omega'}. \quad (5)$$

Использование фурье-компонентов временных функций Грина хорошо известно в квантовой теории поля [4] и в статистической механике [5].

Если ввести оператор

$$\hat{T}^{(+)} = \hat{V} + \hat{V} \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} (\omega + i\varepsilon - H_0 - \hat{V})^{-1} \hat{V}, \quad (6)$$

то вероятность перехода определяется матричными элементами этого оператора на функциях $\varphi_i(\omega)$ и $\varphi_f(\omega)$:

$$P_{i \rightarrow f} = \left| \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \langle \varphi_f(\omega) | \hat{T}^{(+)} | \varphi_i(\omega) \rangle \right|^2. \quad (7)$$

Поскольку функции $\varphi_i(\omega)$ и $\varphi_f(\omega)$ считаются известными, то задача сводится к нахождению оператора $\hat{T}^{(+)}$, для которого справедливо уравнение

$$\hat{T}^{(+)} = \hat{V} + \hat{V} \lim_{\varepsilon \rightarrow +0} (\omega + i\varepsilon - H_0)^{-1} \hat{T}^{(+)}. \quad (8)$$

Можно построить итерационную процедуру на основе этого уравнения, полагая в качестве начального приближения $\hat{T}_0^{(+)} = \hat{V}$. Получаемые при этом приближения для вероятности перехода совпадают с соответствующими приближениями метода вариации постоянных. Кроме того, представляется возможным построить приближенные решения для оператора $\hat{T}^{(+)}$, не основанные на схеме последовательных приближений, в частности, проекционные.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смирнов Б. М. Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме. М., Атомиздат, 1968.
2. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., Физматгиз, 1963.
3. Lippmann B., Schwinger J. Phys. Rev., 79, 469, 1950.
4. Швебер С. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля. М., ИЛ, 1963.
5. Бонч-Бруевич В. Л., Тябликов С. В. Метод функций Грина в статистической механике. М., Физматгиз, 1961.

Поступила в редакцию
8.6 1970 г.

Кафедра
физической химии

УДК 669.52:539.219.3

С. М. КУЗНЕЦОВА, Н. С. ВОРОБЬЕВА, В. И. СОКОЛОВ

ВЛИЯНИЕ МЕДНОГО СТАБИЛИЗИРУЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ НА ОБРАЗОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ФАЗЫ V_3Ga , ПОЛУЧЕННОЙ ДИФфуЗИОННЫМ МЕТОДОМ

В настоящее время при создании магнитных систем применяются сверхпроводящие материалы на основе Nb или V в виде ленты или проволоки, стабилизированные медью. [1, 2]. Одним из перспективных сверхпроводников является интерметаллид V_3Ga , имеющий высокие критические параметры.