Damit ergibt sich aus (3.11) unmittelbar, daß die Elektronen adiabatisch sind. Da für die Ionen ε groß ist, folgt höchstens eine Abschätzung der Form (3.14), also

$$|\Delta J| < \frac{T c}{k}, \tag{4.5}$$

wo c eine Konstante ist. Natürlich soll das betrachtete Zeitintervall größer als eine Gyrationsperiode sein. Mit (4.3) ergibt sich

$$T = \eta\, t = \varepsilon(t\, \omega_c)$$

die rechte Seite in (4.5) wird damit größer als c, man erhält also keine Invarianz.

Die Invarianz der Ionen ist deshalb nicht vorhanden, weil im Ruhesystem der driftenden Ionen die Wellengeschwindigkeit zu groß ist. Spezialisiert man nämlich die Potentiale (2.2) auf laufende Wellen der Form

$$\alpha(\kappa x, \eta t) = \alpha_0(\kappa x - \eta t)$$
$$\beta(\kappa x, \eta t) = \beta_0(\kappa x - \eta t)$$

so ergibt sich die Phasengeschwindigkeit u zu

$$u = \eta/\kappa = v_0\, \varepsilon/k\,. \tag{4.6}$$

Man erhält also adiabatische Invarianz nur für genügend langsam laufende Wellen.

Diese Arbeit entstand während eines Gastaufenthaltes am Courant Institute of Mathematical Sciences, New York, unter dem AEC Kontrakt AT (30-1) 1480 mit Beteiligung der Assoziation Euratom-KFA. Ich möchte den Herren Professoren H. GRAD und H. WEITZNER für viele fruchtbare Diskussionen danken.

Erratum

SCHÜLKE, L., Nuclear β-Decay. II. [Z. Physik **179**, 331 (1964)].

In this paper some sign factors concerning the anti-neutrino wave functions are missing: The right-hand side of Eqs. (9b) and (A 10) has to be multiplied by $(-)^l$. Furthermore one has to replace $j_{\bar{l}}(p_{\bar{\nu}}\, r)$ by $-j_{\bar{l}}(p_{\bar{\nu}}\, r)$ in Eqs. (A 9) and (B 4). As a consequence the sign of the factor $(p_{\bar{\nu}}\, R)/(2k_\nu + 1)$ in the braces of Eqs. (15) and (B 5) has to be reversed.